www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

2e JAARGANG NUMMER 4 APRIL 1937

Philips Technisch Tijdschrift

BEHANDELENDE TECHNISCHE VRAAGSTUKKEN
SAMENHANGENDE MET DE PRODUCTEN, WERKWIJZEN EN ONDERZOEKINGEN
VAN DE N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

REDACTIE: HET NATUURKUNDIG LABORATORIUM DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN, EINDHOVEN

KERNPHYSICA

door W. DE GROOT.

Samenvatting. In dit artikel wordt een overzicht gegeven van eenige belangrijke feiten uit het gebied van de physica der atoomkernen, die in toenemende mate ook voor de techniek van beteekenis wordt.

Inleiding

De toenemende belangrijkheid van de physica van de atoomkern („kernphysica"), ook in technisch opzicht wegens de constructie der daarbij benoodigde apparaturen voor hooge electrische spanningen, ontladingsbuizen, tellers, relaisbuizen, versterkers e.d., rechtvaardigt een overzicht betreffende de ontwikkeling van onze kennis op dit gebied, gedurende de laatste 25 jaren.

Het begrip „atoomkern"

Het begrip „atoomkern" danken wij aan Rutherford. Deze natuurkundige besloot in 1912 uit de waarneming van de verstrooiing der zg. alpha-deeltjes van radium („alphastralen") in verschillende stoffen, dat in het centrum van ieder atoom een zware kern aanwezig is, waarin het grootste gedeelte van de atoommassa is geconcentreerd.

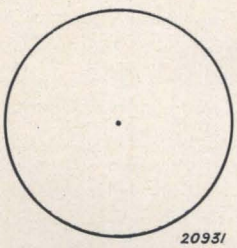


Fig. 1. Atoommodel. De cirkel stelt de buitenste grens van het atoom voor, de stip de kern. In werkelijkheid is de kerndiameter ca 1/30 000 van de atoomdiameter.

Fig. 1 geeft hiervan een schematische voorstelling. De groote cirkel stelt de buitenste grens van het atoom voor, de stip in het midden de kern. De figuur is niet op schaal. Zij zou dat pas zijn als wij bijvoorbeeld de grootste cirkel een diameter van 3 meter gaven en de kern een van 0,1 mm.

De ruimte tusschen de kern en de grens van het atoom wordt ingenomen door de banen der electronen. Het was Bohr, die in 1913 door zijn atoomtheorie de weg opende tot de studie van deze electronenbanen. Uit de proeven van Rutherford en de theorie van Bohr over de wetmatigheden van het natuurlijk systeem der elementen volgt allereerst, dat de atoomkern een positieve lading heeft en wel volgens Van den Broek en Moseley een lading

$$+ Z \cdot e,$$

waarbij e de zg. elementaire lading voorstelt (ca. $4{,}8 \cdot 10^{-10}$ e.s.e.) en Z een geheel getal, het zoogenaamde atoomnummer. Het atoomnummer tezamen met de wetmatigheden der electronenbanen bepaalt tevens het chemisch gedrag, zooals dit tot uiting komt in het periodiek systeem der Moseley scheikunde.

Physisch en chemisch atoomgewicht

Behalve de lading van de atoomkern is haar massa van fundamenteel belang. Aangezien de massa van de kern en die van het bijbehoorende atoom in een eenvoudige relatie staan, en de atoommassa's in tegenstelling met de kernmassa's direct door experimenten kunnen worden bepaald, knoopt men beschouwingen over de kernmassa (M_k) meestal vast aan de atoommassa (M). Het verband tusschen beide wordt gegeven door

$$M = M_k + Z\, m_e, \quad \ldots \quad (1)$$

waarin m_e de massa van één electron voorstelt. De chemici zijn gewoon de atoommassa uit te drukken in $^1/_{16}$ van de massa van het zuurstofatoom. In deze eenheid uitgedrukt heeft het electron

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

een massa van 0,00055 en aangezien voor alle atomen $Z < M$ volgt hieruit, dat de kernmassa meer dan 99,95 % van de atoommassa bedraagt. In 1913 ontdekte J. J. Thomson, dat de meeste chemische elementen mengsels zijn van isotopen, dwz. van soorten atomen met verschillende massa en gelijke kernlading, dus met gelijk of ten naastebij gelijk chemisch gedrag. Sinds dien is men gaan onderscheiden tusschen een chemisch atoomgewicht en een physisch atoomgewicht (isotoopgewicht). Bij dit laatste gaat men uit van $^1/_{16}$ van de massa van het zuurstof-isotoop O^{16} als eenheid. Het chemisch element zuurstof bleek namelijk ook een mengsel te zijn en wel van de isotopen O^{16}, O^{17} en O^{18} in de verhouding 99,8 : 0,03 : 0,16, zoodat

$$O_{chem} = \frac{16 \cdot 99{,}8 + 17 \cdot 0{,}03 + 18 \cdot 0{,}16}{16 \cdot 100} O^{16} = \\ = 1{,}00022\ O^{16}.$$

De relatie tusschen het chemisch atoomgewicht (M_{ch}) van een willekeurig element en de physische gewichten van zijn isotopen M_1, M_2 ... is dientengevolge

$$M_{ch} = \frac{1}{1{,}00022} (p_1 M_1 + p_2 M_2 \ldots) : 100, \quad (2)$$

waarbij $p_1, p_2 \ldots$ de percentages voorstellen, waarmee de verschillende isotopen voorkomen. De overeenstemming tusschen de uit formule (2) langs physische weg afgeleide atoomgewichten en de langs chemische weg direct bepaalde, is meestal zeer bevredigend.

Samenstelling van de kern; bindingsenergie

De zooeven bedoelde isotoopgewichten hebben dit merkwaardige, dat zij in zeer groote benadering geheele getallen zijn. Men heeft daarom als karakteristiek van de kern, behalve het geheele getal Z nog een tweede geheel getal A (massagetal of massanummer) ingevoerd, nl. het dichtst bij de isotoopmassa liggende geheel getal. Voor de waterstofkern is $Z = 1$ en $M = 1{,}0081$ en dus $A = 1$. De kern van waterstof is de eenvoudigste, welke wij kennen; zij kan dan ook als een elementair deeltje worden opgevat en heeft als zoodanig een afzonderlijke naam gekregen: het proton.

Behalve het proton heeft de wetenschap de laatste 5 jaar (Chadwick; 1932) ons nog een tweede, elementair deeltje doen kennen, het neutron. Voor het neutron is $Z = 0$, $M = 1{,}0090$ en dus eveneens $A = 1$. Sinds de ontdekking van het neutron helt men er hoe langer hoe meer toe over de overige kernen opgebouwd te denken uit protonen en neutronen en wel stelt men zich voor, dat een kern met massanummer A en atoomnummer Z is opgebouwd uit

$$Z \text{ protonen} + N \text{ neutronen},$$

waarbij $N = A - Z$ [1]). Blijkbaar verkrijgt men op deze wijze een kern van de juiste lading en ongeveer de goede massa. Bij een nadere beschouwing blijkt de massa van een kern echter iets geringer te zijn dan die van de samenstellende deelen. Nemen wij als voorbeeld de kern van het standaardatoom O^{16}; voor dit atoom is exact (per definitie) $M = 16{,}0000$, terwijl het gewicht der samenstellende deelen is:

$$8 \cdot 1{,}0081 + 8 \cdot 1{,}009 = 16{,}1368\ ^2).$$

Men verklaart dit zóó, dat bij de vereeniging van de samenstellende protonen en neutronen tot één kern, bindingsenergie is vrij gekomen, waarvan het bedrag volgens een bekende formule der algemeene relativiteitstheorie gelijk is aan het massaverschil vermenigvuldigd met het kwadraat van de lichtsnelheid. Aangezien de ware massa van $^1/_{16}$ van het atoom O^{16} $(1/6{,}06) \cdot 10^{-23}$ gram bedraagt, en de lichtsnelheid $3 \cdot 10^{10}$ cm/sec, vindt men voor de bindingsenergie van de zuurstofkern

$$\frac{0{,}1368}{6{,}06} \cdot 10^{-23} \cdot (3 \cdot 10^{10})^2 = 0{,}000203 \text{ erg}.$$

Een andere welbekende eenheid om atoomenergie in uit te drukken is de electron-volt, dat is de energie, die een elementaire lading verkrijgt, wanneer zij een potentiaalverschil van 1 volt doorloopt. Het verband tusschen de gebruikte eenheden volgt uit de relatie:

$$0{,}001 \text{ atoomgewichtseenheid} = 1{,}49 \cdot 10^{-6} \text{ erg} = \\ = 0{,}93 \cdot 10^6 \text{ eV} = 0{,}93 \text{ MeV}.$$

---

[1]) Door N en Z of ook door A en Z is de kern en daarmee het bijbehoorende atoom geheel bepaald. Men zou kunnen volstaan met deze twee getallen aan te geven om een kern geheel te karakteriseeren. Gewoonlijk duidt men een bepaald atoom of de bijbehoorende kern aan met het chemisch symbool, dat geheel door Z bepaald wordt, en schrijft, meestal ten overvloede de waarde van Z onderaan links erbij, terwijl bovenaan rechts de waarde van A komt te staan. Het isotoop met gewicht 16 van het element zuurstof (O) met kernlading $Z = 8$ krijgt bij voorbeeld het teeken

$${}_8O^{16}.$$

[2]) Men wenscht in het algemeen te vergelijken de massa van Z protonen plus N neutronen, dus $Z M_p + N M_n$ met de massa van de atoomkern M_k. Telt men echter bij beide bedragen de massa van Z electronen ($Z m_e$) op, dan krijgt men, aangezien $M_p + m_e = M_H$ = massa van het waterstof atoom, te vergelijken: $Z M_H + N M_n$ met de atoommassa M ($= M_k + Z m_e$).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

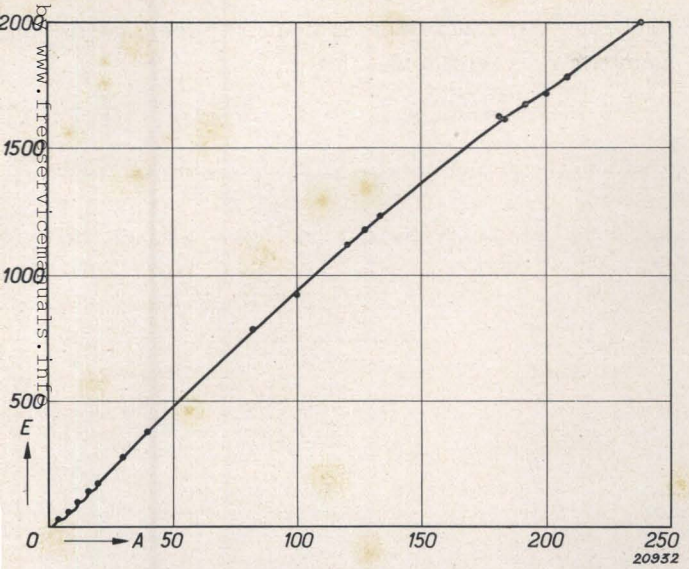


Fig. 2. Bindingsenergie der kernen in 0,001 atoomgewichtseenheden. (Door de best bekende punten is een vloeiende lijn getrokken.)

In *fig. 2* hebben wij de bindingsenergie der atoomkernen als functie van het massanummer uitgezet en in *fig. 3* nog eens apart voor de lichte kernen ($A < 50$). Wij zien als geheel vrijwel evenredigheid, echter bij de lichte kernen een duidelijke periodiciteit, zoodanig, dat voor $A = 4, 8, 12$, enz. een maximale binding aanwezig is. Nu is $A = 4$ het massagetal van het heliumatoom $_2He^4$. Men vat de bedoelde sterke binding voor kernen, wier gewichten veelvouden van 4 zijn, dan ook wel op

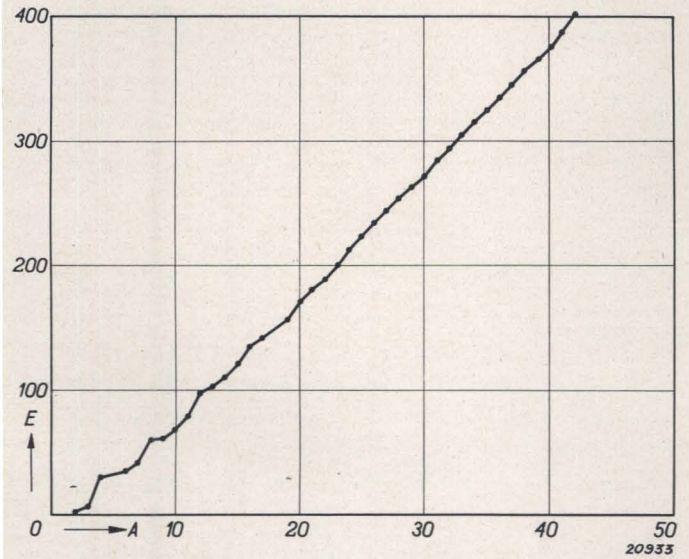


Fig. 3. Bindingsenergie (in 0,001 atoomgewichtseenheden) van de lichte kernen (tot Ca^{42}). De periodiciteit is tot $A = 24$ te vervolgen.

als het bewijs voor het bestaan van afzonderlijke alpha-deeltjes in de kernen.

Men kan zich ook afvragen, wat de bindingsenergie per elementair deeltje wordt. Wij

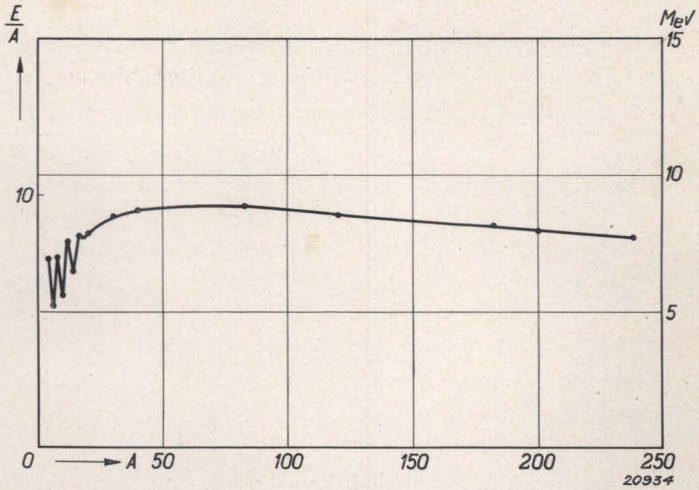


Fig. 4. Bindingsenergie per deeltje voor alle kernen (links in 0,001 atoomgewichtseenheden; rechts in MeV). Door de best bekende punten is een vloeiende lijn getrokken. De periodiciteit voor $A < 20$ is door een zigzaglijn schematisch aangeduid.

krijgen deze door de energie uit fig. 2 en 3 te deelen door A. Zooals men in *fig. 4* ziet, is deze energie voor $A > 20$ nagenoeg een constante, hetgeen uit het lineaire verloop in fig. 2 te verwachten was.

De vloeistofdruppeltheorie van de kern

Deze constante energie van circa 0,008 gewichtseenheden (= 12 μ erg = 7,5 MeV), die wij noodig hebben om één elementair deeltje (proton of neutron) uit de kern te verwijderen, heeft door haar analogie met een „verdampingswarmte" geleid tot een beeld, dat men meestal aanduidt met de „vloeistofdruppeltheorie" van de atoomkern. Van dit beeld zullen wij in het vervolg nog eenige keeren gebruik maken. De analogie van de kern met een vloeistofdruppel laat zich merkwaardig ver doorvoeren en zelfs kwantitatief uitdrukken. Zoo eischt zij bijvoorbeeld, dat het volume van de kern evenredig is met de „hoeveelheid vloeistof", dus met A, en de straal van de (bolvormig onderstelde) kern, met $\sqrt[3]{A}$ of $A^{1/3}$. Inderdaad blijkt uit de schattingen, die men langs andere weg over de straal r van de zware kernen heeft kunnen maken, dat ten naastebij

$$r = 2{,}0 \cdot 10^{-13} \cdot A^{1/3} \text{ cm.}$$

Bij een echte vloeistofdruppel moet men behalve met de condensatie-energie ook rekening houden met de oppervlaktespanning; deze vertegenwoordigt een energiebedrag, dat de condensatie-energie schijnbaar vermindert en wel evenredig met het oppervlak. Nu blijkt, dat inderdaad de daling, die de energie per elementair deeltje (fig. 4) voor kleine waarden van A vertoont, kwantitatief kan worden weergegeven door een term, die evenredig is met $A^{2/3}$, dus met het kwadraat van de straal of met het oppervlak. (Per elementair deeltje is deze energie

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

dus evenredig met $A^{-1/3}$, dus het grootst voor kleine A). Ook voor de geringe daling, die fig. 4 vertoont aan de zijde der hoogste waarden van

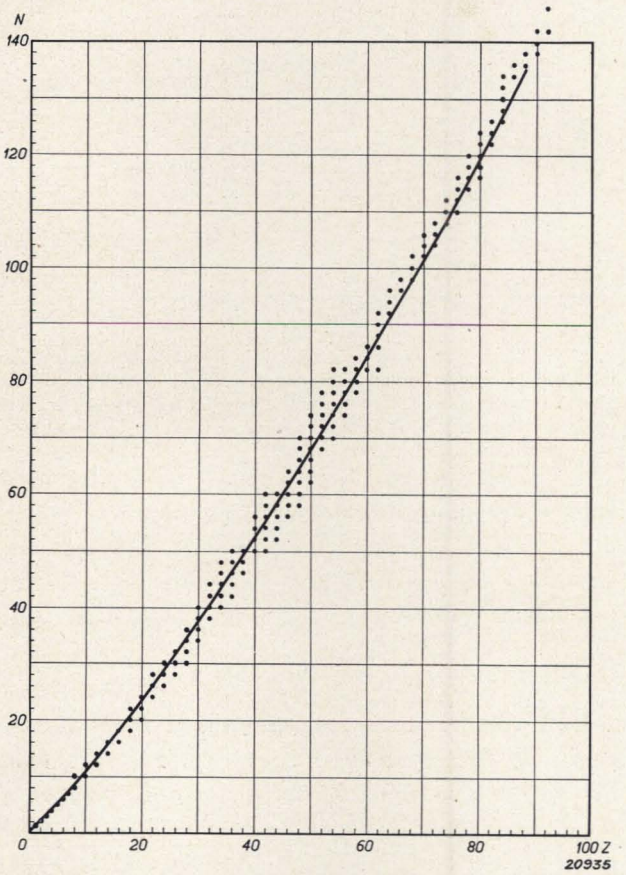


Fig. 5. N-Z-diagram voor de kernen met even A. Boven $Z = 7$ komen slechts even waarden van N en Z voor. Isobaren, kernen met gelijke A en verschillende Z en N (· .) zijn een algemeen verschijnsel; isotopen, kernen met gelijke Z en verschillende A, zijn voor de hoogere waarden van Z talrijk.

A, is een plausibele verklaring te geven. Deze is te danken aan de onderlinge afstooting van de protonen. Deze afstootingsenergie is volgens de wet van Coulomb evenredig met Z^2/r dus ongeveer met $A^{5/3}$. Per elementair deeltje is deze energie dus evenredig met $A^{2/3}$, zij neemt met stijgende A toe.

Omtrent de verhouding van het aantal protonen en neutronen, in de verschillende atoomkernen aanwezig, leert de ervaring, dat deze varieert van $N/Z = 1$ voor de lichte tot $N/Z =$ circa 1,5 voor de zware kernen. In *fig. 5* en *6* hebben wij de kernen aangeduid, door hun N en Z uit te zetten in een rechthoekig coördinatenstelsel. Fig. 5 heeft betrekking op de kernen met even A en fig. 6 op die met oneven A. De kernen met even A hebben, zooals men ziet, meestal ook even Z en N, in tegenstelling tot de kernen met oneven A, waarbij even en oneven waarden voor Z en voor N gelijkelijk voorkomen. Op de belangrijke conclusies, die men uit deze diagrammen kan trekken betreffende de krachten tusschen de verschillende elementaire deeltjes, kunnen wij niet uitvoerig ingaan. Wij volstaan met de opmerking, dat verre-

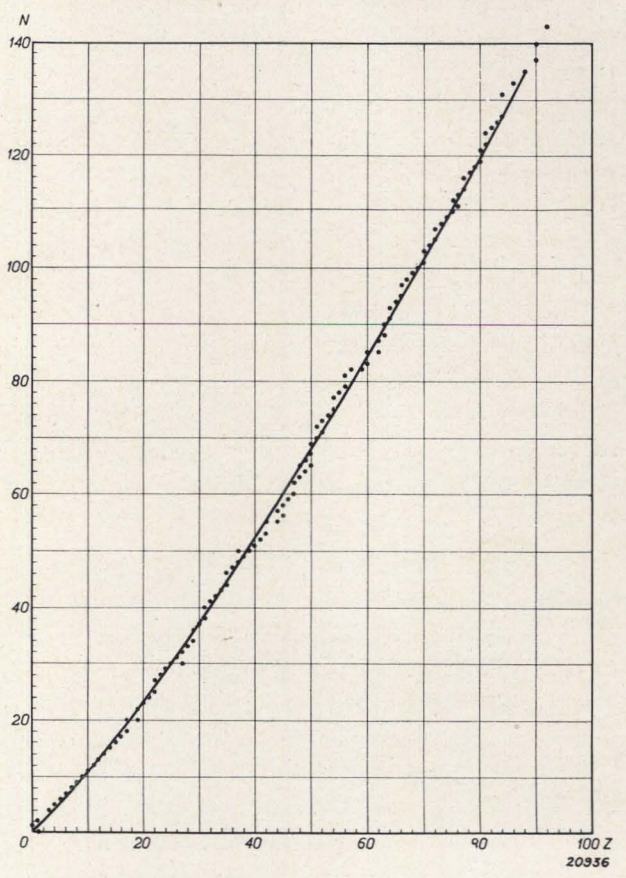


Fig. 6. N-Z-diagram voor de kernen met oneven A. Even en oneven waarden van Z komen even vaak voor. Isobaren (· .) zijn zeldzaam. Het aantal isotopen is hoogstens twee per element.

weg de belangrijkste binding blijkt te zijn die tusschen een proton en een neutron. Verder is er een zwakkere binding tusschen twee neutronen resp. twee protonen onderling (afgezien nog van de Coulomb-afstooting tusschen de protonen).

Kernreacties

In het vorige gaven wij een kort overzicht der stabiele kernen en van hun bindingsenergie. Wij zullen thans de reacties bespreken, die tusschen atoomkernen mogelijk zijn. Deze reacties hebben in het algemeen zoo plaats, dat men een rustende atoomkern (K_1) beschiet met een lichte kern, die wij het projectiel (P_1) zullen noemen. Als projectielen komen in aanmerking:

1) de waterstofkern (proton) . . . . . ${}_1H^1$
2) de kern van het zware waterstofatoom (deuton). . . . . ${}_1H^2$
3) de helium kern (α-deeltje) . . . . . ${}_2He^4$
4) het neutron . . . . . ${}_0n^1$

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

Digitized by www.freeservicemanuals.info

De groote snelheid der projectielen wordt verkregen door gebruik te maken van de natuurlijke energie, aanwezig in radio-actieve stoffen of ook wel door het toepassen van kanaalstralen (in een daartoe geschikte ontladingsbuis versnelde positieve ionen).

De vloeistofdruppeltheorie geeft ook hier weer aanknoopingspunten om ons een beeld te vormen van wat er gebeurt. Het projectiel P_1 zal beginnen in de kern K_1 binnen te dringen en daarmee een intermediaire kern K_{int} vormen. In deze intermediaire kern zullen de deeltjes echter niet in dezelfde toestand zijn als in een even zware stabiele kern. Zoowel de kinetische energie van het projectiel als de vrijkomende bindingsenergie zijn in deze intermediaire kern mee opgenomen. Men zou kunnen zeggen, dat het druppeltje een hoogere „temperatuur" heeft gekregen en daarom gemakkelijker verdampen kan, dwz. het heeft de neiging wederom een projectiel P_2 uit te stooten. Is dit uitgestooten projectiel identiek met P_1, dan is er niets gebeurd dan een strooiproces. Is echter P_2 verschillend van P_1, dan heeft er een „kernreactie" plaats gehad

$$P_1 + K_1 \rightarrow K_{int} \rightarrow K_2 + P_2 ,$$

waarbij een nieuwe kern K_2 in plaats van K_1 is getreden. In *fig. 7* is dit proces in beeld gebracht.

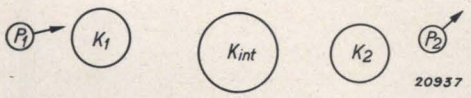


Fig. 7. Schema van een kernreactie tengevolge van de botsing van een projectiel P_1 op een kern K_1, waardoor tijdelijk een intermediaire kern K_{int} wordt gevormd, welke uiteenvalt in een nieuwe kern K_2 en een projectiel P_2.

Wij zullen nu eenige voorbeelden van kernreacties bespreken:

Laat men α-deeltjes op stikstof inwerken, dan blijken er snelle protonen op te treden, die toe te schrijven zijn aan de reactie:

$$_2He^4 + {}_7N^{14} \rightarrow {}_8O^{17} + {}_1H^1.$$

Deze reactie is belangrijk, omdat zij de eerste omzetting van deze aard is, die werd ontdekt (Rutherford; 1919).

Een zeer bekende reactie (Cockroft en Walton, 1932) is verder die, welke men verkrijgt door snelle protonen (waterstof kanaalstralen) te laten inwerken op lithium:

$$_1H^1 + {}_3Li^7 \rightarrow 2\ {}_2He^4.$$

In dit geval is het secundaire projectiel P_2 dus gelijk aan de restkern K_2.

Kunstmatige radio-activiteit

Als derde voorbeeld beschouwen wij de inwerking van α-deeltjes op aluminium. Hierbij kunnen twee reacties naast elkaar optreden:

$$_2He^4 + {}_{13}Al^{27} \nearrow {}_{14}Si^{30} + {}_1H^1.$$
$$\searrow {}_{15}P^{30} + {}_0n^1.$$

Als secundaire projectielen kunnen dus zoowel protonen als neutronen optreden. Het merkwaardige van de tweede dezer reacties is, dat het product $_{15}P^{30}$ een instabiele kern is, welke door emissie van een electron (en wel van een positief electron) in een stabiele kern overgaat met een halveeringstijd van 3,25 min. Dit is het eerste in 1934 door Irène Joliot-Curie en F. Joliot ontdekte voorbeeld van een zg. kunstmatige radio-activiteit. Het uiteenvallen van het phosphoratoom geschiedt volgens de vergelijking:

$$_{15}P^{30} * \rightarrow {}_{14}Si^{30} + e^+.$$

Het sterretje * duidt hierbij de instabiliteit aan.

Een belangrijke reeks processen zijn die, bij welke het primaire projectiel gevormd wordt door de kern van het zware waterstofatoom $_1H^2$ (deuton). Deze processen zijn vooral bestudeerd door Lawrence; als voorbeeld noemen wij:

$$_1H^2 + {}_{11}Na^{23} \rightarrow {}_1H^1 + {}_{11}Na^{24} *.$$

Ook hier ontstaan weer veelal instabiele, dus radio-actieve producten. In dit geval is de volgreactie:

$$_{11}Na^{24} * \rightarrow {}_{12}Mg^{24} + e^-.$$

De beschouwde natriumkern is dus een β-straler.

Tenslotte is er een belangrijke groep van omzettingen, welke door neutronen worden teweeg gebracht. De hiervoor benoodigde neutronen kan men op twee wijzen verkrijgen:

1) door uit te gaan van een radio-actief praeparaat (α-straler) gecombineerd met beryllium:

$$_2He^4 + {}_4Be^9 \rightarrow {}_6C^{12} + {}_0n^1$$

2) volgens de kanaalstralen-methode door uit te gaan van deutonen en deze te laten inwerken op lithium, beryllium, of op verbindingen van deuterium (D_3PO_4, ND_4Cl) [3]).

De reacties zijn in dit geval:

$$_1H^2 + {}_1H^2 \rightarrow {}_2He^3 + {}_0n^1,$$
$$_1H^2 + {}_3Li^7 \rightarrow 2\,{}_2He^4 + {}_0n^1,$$
$$_1H^2 + {}_4Be^9 \rightarrow {}_5B^{10} + {}_0n^1.$$

[3]) *D* is een veel gebruikte afkorting voor $_1H^2$.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

Hieronder volgen nu eenige typische neutronenreacties, zooals die vooral door Fermi zijn onderzocht. Wij kozen er opzettelijk drie uit, die aanleiding geven tot hetzelfde eindproduct

$$_0n^1 + {}_{14}Si^{28} \rightarrow {}_{13}Al^{28}{}^* + {}_1H^1,$$
$$_0n^1 + {}_{15}P^{31} \rightarrow {}_{13}Al^{28}{}^* + {}_2He^4,$$
$$_0n^1 + {}_{13}Al^{27} \rightarrow {}_{13}Al^{28}{}^*.$$

Het $_{13}Al^{28}{}^*$ valt weer uiteen volgens de vergelijking

$$_{13}Al^{28}{}^* \rightarrow {}_{14}Si^{28} + e^-.$$

Vooral het laatste der drie genoemde processen is van belang. Men voert een dergelijk proces, waarbij geen secundair projectiel ontstaat, maar het neutron in de kern gevangen blijft, uit met zoogenaamde kunstmatig verlangzaamde neutronen, dit zijn neutronen, welke een medium, dat rijk is aan protonen (bijv. een laag van enkele cm water of paraffine) hebben doorloopen en daarbij zooveel energie door botsing met waterstofkernen hebben verloren, dat ze inplaats van een energie van enkele MeV slechts een geringe energie (0,01 tot 100 eV) hebben overgehouden.

Rendementen van kernreacties

Wij willen nog eenige beschouwingen wijden aan de opbrengst van de zooeven besproken reacties. Aangezien de diameter van de kernen van de orde 10^{-12} cm is, verwacht men, dat de kans, dat de kern K_1 (fig. 7) door het projectiel P_1 getroffen wordt, bepaald wordt door een werkzame doorsnede per kern van 10^{-24} cm². Vraagt men niet naar het rendement per atoom maar naar het totale rendement, dan moet men rekening houden met de dracht van de projectielen in het beschouwde milieu en met de concentratie van de kernen K_1 daarin. Bevat het milieu n kernen K_1 per cm³ en is de dracht R cm, dan is het rendement:

$$\int_0^R n\ \sigma(x)\ dx.$$

Hierin stelt σ de werkzame doorsnede voor bij die snelheid, waarbij het deeltje een dracht x zou hebben. Deze werkzame doorsnede neemt met afnemende snelheid snel af. Bij geladen projectielen van geringe energie moet men nl. nog rekening houden met het electrische veld, dat het (positief) geladen deeltje (proton, α-deeltje) belet in de kern binnen te dringen. De vermindering van het rendement, hierdoor veroorzaakt, is het geringst, wanneer de lading van P_1 en K_1 klein is, vandaar dat bij de reactie van Cockroft en Walton (protonen op Li) nog bij 10 keV meetbare omzettingen werden geconstateerd.

Omgekeerd komen ook factoren voor, die de omzettingskans vergrooten. Bij neutronen bijv., waar de afstooting door het kernveld geen rol speelt, kan de kans om het projectiel bij bepaalde geringe snelheden in te vangen zeer groot worden. Men spreekt dan van een resonantie-verschijnsel. De werkzame doorsnede beantwoordt hierbij soms aan 10 000 maal het normale trefoppervlak van 10^{-24} cm².

Beteekenis der kernphysica voor de techniek

Behalve in de, in het begin genoemde, wenschelijkheid om ter wille van het onderzoek der atoomkernen kanaalstralenbuizen met bijbehoorende hoogspanningsapparaturen te vervaardigen, ligt de beteekenis der kernphysica voor de techniek in de mogelijkheid om in de toekomst kunstmatig radioactieve stoffen te produceeren in voor practische toepassingen voldoende hoeveelheden. Deze toepassingen zouden dan zoowel kunnen liggen op medisch-biologisch als op chemisch en technisch gebied.

Literatuur:

F. Rasetti: Elements of nuclear physics (New York 1937).
Mad. P. Curie: Radioactivité (Paris 1935).
C. F. v. Weizsäcker: Die Atomkerne (Leipzig 1937).
Lise Meitner und M. Delbrück: Der Aufbau der Atomkerne (Berlin 1935).
P. Debye: Kernphysik (Leipzig 1935).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

Digitized by www.freeservicemanuals.info

WISSELSTROOMSCHAKELINGEN VOOR ONTLADINGSLAMPEN

door E. G. DORGELO.

Samenvatting. In tegenstelling tot de gloeilamp heeft de gasontladingslamp geheel andere electrische eigenschappen dan een gewone weerstand. Daarom moeten bij de berekening van installaties met gasontladingslampen eenigszins afwijkende methoden toegepast worden, die in dit artikel nader worden besproken. Als toepassing wordt uitvoerig ingegaan op de eenvoudigste lampinstallatie, bestaande uit een gasontladingslamp met een smoorspoel in serie.

Inleiding

Eén van de verschilpunten tusschen gasontladingslampen en gloeilampen is, dat eerstgenoemde steeds onder tusschenschakeling van een voorschakelapparaat op het net moeten worden aangesloten.

Dit voorschakelapparaat bestaat in zijn eenvoudigste vorm uit een serieweerstand of uit een smoorspoel, wier taak het is, de door de lamp vloeiende stroom te begrenzen. Heeft de lamp om te kunnen branden of voor het ontsteken een spanning noodig, hooger dan de netspanning, dan wordt een transformator tusschengeschakeld. Deze kan met de smoorspoel worden gecombineerd. Inplaats van de transformator met de smoorspoel in serie kan men ook een zg. lektransformator gebruiken, die dezelfde electrische eigenschappen heeft.

Het voorschakelapparaat begrenst niet alleen de stroomsterkte, maar beinvloedt ook de stroomvorm. Verder is het van belang te weten hoe deze invloed tot uiting komt bij veranderingen in de eigenschappen van de lamp en bij netspanningsschommelingen, terwijl tenslotte een juist inzicht in de werking van het voorschakelapparaat noodig is om tot een kleine en goedkoope uitvoering ervan te komen.

Wij zullen trachten duidelijk te maken, welke punten van belang zijn bij het ontwerpen van de electrische gegevens van ontladingslampen en hun voorschakelapparaten en hoe men — met invoering van zekere vereenvoudigingen — de electrische eigenschappen van een installatie kan berekenen. Wij zullen zien, dat elke eisch, die men zou willen stellen aan lampspanning, arbeidsfactor, stabiliteit tegen spanningsschommelingen, opwarmtijd enz. zijn eigen voorwaarden geeft, waarbij niet steeds aan alle voorwaarden tegelijk kan worden voldaan, zoodat we vaak op een compromis zijn aangewezen. Deze beperkingen zijn ten deele een gevolg van de

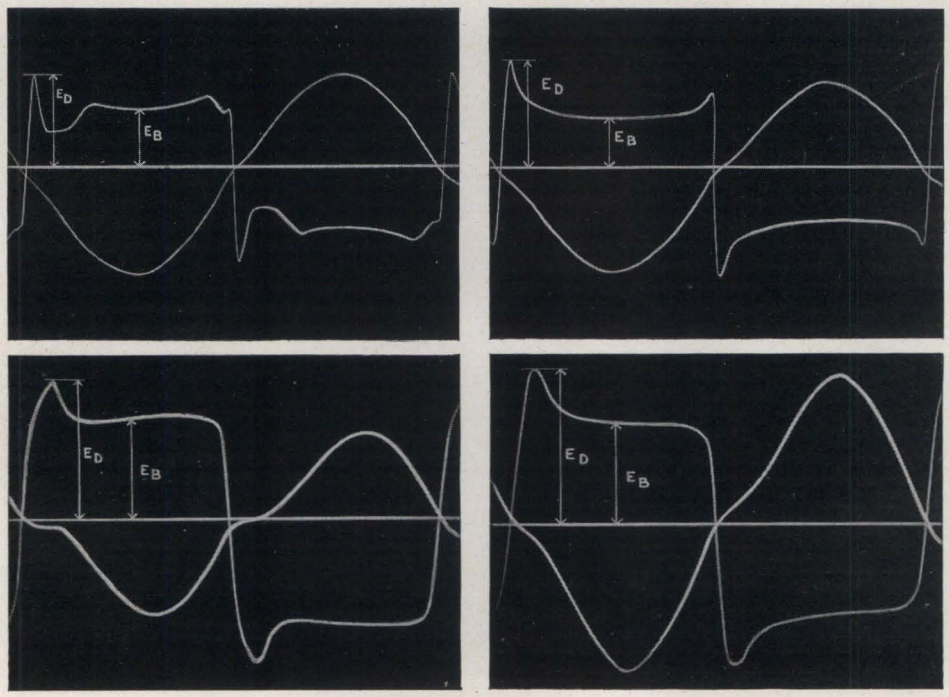


Fig. 1. Spanning en stroom van een natriumlamp, een neonlamp, een S.P. (watergekoelde) kwiklamp en een H.P. (in lucht brandende) kwiklamp als functie van de tijd. De stroom begint, nadat de spanning de waarde E_D bereikt heeft; tijdens de stroomdoorgang is de spanning in de eerste benadering constant (E_B).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

eenvoudigheid der hier behandelde schakeling, welke bestaat uit een smoorspoel in serie met de lamp. Door inplaats hiervan ingewikkeldere schakelingen toe te passen, kunnen wij het aantal mogelijkheden belangrijk vergrooten, waarop in dit artikel echter niet zal worden ingegaan.

Mathematische vereenvoudigingen

In hetgeen volgt, zullen we enkele vereenvoudigingen invoeren, en wel:

1) de smoorspoel denken we ons als de combinatie van een constante zelfinductie L en een ohmsche weerstand R.
2) de netspanning is sinusvormig (momenteele waarde $= E \sin \omega t$).
3) zoolang de lamp brandt, is de spanning op de lamp constant (E_B) en tegengesteld gericht aan de stroom. Om elke halve periode te kunnen branden moet de spanning aan de klemmen van de lamp echter eerst een waarde bereiken, die grooter dan E_B is en die we de herontstekingsspanning E_D noemen.

In *fig. 1* is weergegeven, hoe voor natrium-, kwik- en neonlampen de spanning als functie van de tijd verloopt. De onderstelling van een constante brandspanning blijkt bij hooge-druk-kwiklampen en neonlampen goed op te gaan. Bij natriumlampen vertoont het oscillogram daarentegen een inzinking in het verloop van de brandspanning aan het begin en het eind van iedere halve periode. Voor vele berekeningen is het echter toelaatbaar gebleken, de brandspanning ook hier door een constante gemiddelde waarde te vervangen.

Stationaire stroom en vereffeningsstroom

In *fig. 2* is het schema van de L-schakeling geteekend, die wij in het volgende willen behandelen. Nemen we aan, dat de netspanning ($E \sin \omega t$)

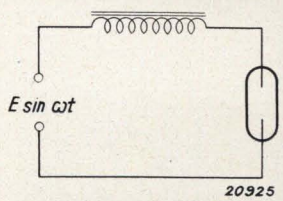


Fig. 2. De hier behandelde schakeling. Lamp en smoorspoel staan in serie en zijn aangesloten op de netspanning $E \sin \omega t$. De smoorspoel heeft een zelfinductie L en een weerstand R.

aangesloten wordt als haar momenteele waarde juist nul is ($\omega t = 0$ bijv.), dan is het duidelijk, dat er geen stroom vloeit door smoorspoel en lamp. Eerst als $E \sin \omega t = E_D$ is geworden (dit is alleen mogelijk als $E \geqslant E_D$ is), vindt ontsteking plaats en wordt stroomdoorgang mogelijk. De lamp gedraagt zich dus als een schakelaar, die ingedrukt wordt op het moment, dat $E \sin \omega t = E_D$, dan is dus

$$\omega t = arc\ sin \frac{E_D}{E}.$$

We zullen deze waarde van ωt met α aanduiden. Als we de vergelijking van de lamp met een schakelaar willen aanhouden, moeten we tevens aannemen, dat door het sluiten van de schakelaar een EMK. in de kring wordt opgenomen van de grootte E_B en van een zoodanige polariteit, dat de dan aanwezige netspanning wordt tegengewerkt. In *fig. 3* is het boven geschetste vervangingsschema van de lamp voorgesteld. De schakelaar S wordt

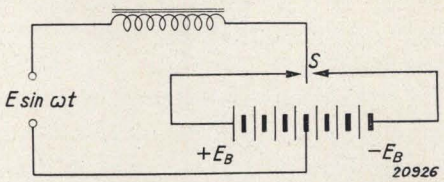


Fig. 3. Vervangingsschema voor de lamp. Inplaats van de ontladingslamp staat een EMK, $\pm E_B$, die met de schakelaar S kan worden ingeschakeld.

gesloten, zoodra de absolute waarde van de spanning grooter dan E_D wordt en blijft dan gesloten, totdat de stroomsterkte haar teeken gaat omkeeren en dus nul wordt.

Het spanningsevenwicht, dat na het sluiten van de schakelaar in de vervangingskring heerscht, kunnen we weergeven door de vergelijking:

$$E \sin \omega t = i R + L \frac{di}{dt} + E_B.$$

Lossen we deze vergelijking op, dan verkrijgen wij voor i de volgende uitdrukking:

$$\left.\begin{aligned} i &= i_s + i_v, \text{ waarin} \\ i_s &= \frac{E}{Z} \sin (\omega t - \psi) - \frac{E_B}{R}, \\ \text{en } i_v &= \left[\frac{E_B}{R} - \frac{E}{Z} \sin (\alpha - \psi)\right] e^{\frac{R}{\omega L}(\alpha - \omega t)}. \end{aligned}\right\} \quad (1)$$

Hierin beteekent

$$Z = \sqrt{R^2 + (\omega L)^2} \quad \text{(totale impedantie)},$$

$$\psi = arc\ tg \frac{\omega L}{R}.$$

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

Als we in het vervangingsschema (fig. 3) de schakelaar willekeurig lang ingedrukt zouden houden, dan zou na verloop van tijd de stroomcomponent i_v zeer klein worden (lim $i_v = 0$). De stroom, die dan nog zou vloeien, is:

$$i_{t=\infty} = i_s = \frac{E}{Z} \sin(\omega t - \psi) - \frac{E_B}{R}.$$

We noemen i_s daarom de stationaire stroom (index s). Zooals we zien bestaat i_s uit een wisselstroomcomponent, waarvan de waarde verkregen wordt door de netspanning te deelen door de wisselstroomweerstand in de kring en een gelijkstroomcomponent, bepaald door de gelijkspanning E_B en de weerstand R.

Op het moment van inschakelen ($\omega t = \alpha$) zal i_s in het algemeen van nul verschillen. In dit geval zorgt de „vereffeningsstroom" i_v ervoor, dat op het inschakelmoment geen stroom optreedt. Veelal heeft men in de electrotechniek met schakelingen te maken, waarbij de optredende inschakelverschijnselen van voorbijgaande aard zijn. Bij gasontladingen is dit echter niet het geval, het ontsteken herhaalt zich twee maal in iedere periode en de inschakelverschijnselen hebben een blijvende invloed op de stroomkromme, zooals wij nog verder zullen zien.

Het periodieke ontsteken en uitdooven

Zooals reeds gezegd, wordt de schakelaar S in het vervangingsschema fig. 3 uitgeschakeld, zoodra de stroom nul wordt ($\omega t = \beta$). Zooals we zien in *fig. 4* wordt de stroom al spoedig nul, zoo spoedig zelfs, dat van een belangrijke afname van i_v dan nog geen sprake is. Is de stroom eenmaal nul, dan blijft hij nul, zoolang tot de spanning van het net weer in absoluut bedrag de waarde E_D bereikt heeft. Gedurende deze tijd, die we het herontstekingsinterval δ zullen noemen, is niet alleen i maar ook $di/dt = 0$. De eenige overblijvende spanning is dan nog de netspanning en deze alleen bepaalt het moment van herontsteking. In het algemeen is de netspanning dan omgepoold. Na herontsteking kunnen we ons vervangingsschema weer gebruiken, maar nu wordt de schakelaar in de tegengestelde richting ingedrukt.

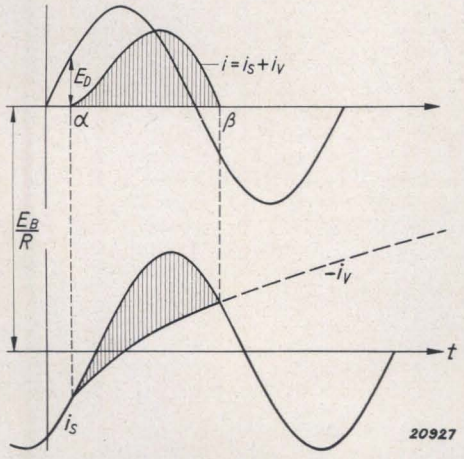


Fig. 4. Stroomsterkte in de lamp. Uit de netspanning $E \sin \omega t$ en de impedantie Z leiden we af de stationnaire stroom:

$$i_s = \frac{E}{Z} \sin(\omega t - \psi) - \frac{E_B}{R}$$

en de vereffeningsstroom:

$$i_v = \left[\frac{E_B}{R} - \frac{E}{Z} \sin(\alpha - \psi)\right] e^{\frac{R}{\omega L}(\alpha - \omega t)}$$

De tusschen de krommen i_s en $-i_v$ gelegen ordinaten (gearceerd) stellen de stroomsterkte i voor. In het geteekende geval is de ontladingstijd juist een halve periode ($\beta = \alpha + \pi$).

Het is duidelijk, dat in de uitdrukking, die we nu voor de stroom vinden, weer de twee componenten i_s en i_v optreden. i_v is weer daardoor bepaald, dat op het moment van de herontsteking $i = 0$ is. In tegenstelling tot kringen, waarin geen ontladingslamp opgenomen is, verdwijnt dus de vereffeningsstroom hier nooit. Deze component is het die de stroom een blijvend, niet-sinusvormig karakter geeft.

Is de spanning E_D, waarbij de lamp ontsteekt, constant, dan vindt herontsteking plaats als $\omega t = \alpha$, $\alpha + \pi$, $\alpha + 2\pi$ enz. De uitdrukkingen voor i_s en i_v zijn (afgezien van het teeken) in alle periodehelften dezelfde. Voor het bepalen van de stroomvorm is het dus voldoende één periodehelft te beschouwen.

Ontladingsinterval en herontstekingsinterval

Keeren we thans terug tot de vergelijkingen (1). Om onze verdere afleidingen te vereenvoudigen nemen we aan, dat R te verwaarloozen is t.o.v. ωL. De dan geldende vergelijking voor de stroom is uit (1) af te leiden door de e-macht in een reeks te ontwikkelen, waarvan in de limiet $R \to 0$ alleen de eerste twee termen over blijven. Men verkrijgt dan:

$$i = \frac{1}{\omega L}\left[E(\cos\alpha - \cos\omega t) + E_B(\alpha - \omega t)\right]. \quad (2)$$

Door berekening of door de in *fig. 5* uitgevoerde constructie is hieruit het tijdstip ($\omega t = \beta$) te bepalen, waarop i voor het eerst weer nul wordt. Fig. 5 toont aan, dat de waarde β afhangt van E_D en E_B en dat het ontladingsinterval ($\beta - \alpha$) zoowel kleiner als grooter dan een halve periode kan zijn.

Is $\beta - \alpha < \pi$ dan blijft de stroom na het uitdooven een eindige tijd nul, totdat de lamp in de tegengestelde richting opnieuw ontsteekt. Het her-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

ontstekingsinterval bedraagt $\delta = \pi - (\beta - \alpha)$. De spanningen en stroomen zijn, afgezien van het teeken, in de tweede periodehelft precies dezelfde als in de eerste.

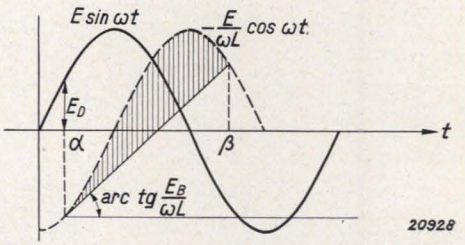


Fig. 5 Dezelfde constructie als fig. 4, maar met $R = 0$ dus $Z = \omega L$. De e-macht ontaardt in een rechte lijn met de helling $E_B/\omega L$.

Is $\beta - \alpha = \pi$, dan verdwijnt het herontstekingsinterval, wat in het algemeen gewenscht is, omdat de ontladingslamp tijdens het herontstekingsinterval zeer weinig licht uitzendt, zoodat de lamp bij afwezigheid van deze toestand veel minder flikkert.

Beschouwen we nu het geval $\beta - \alpha > \pi$. Het is duidelijk, dat de lamp ook in dit geval onmiddellijk na het uitdooven in de tegengestelde richting zal ontsteken. De spanning op het moment van herontsteken is voor de negatieve phase nu grooter dan E_D, terwijl die van de positieve phase precies E_D was. De twee phasen verloopen dus niet op overeenkomstige wijze. In *fig. 6* is een aantal opeenvolgende periodehelften geconstrueerd. Wij zien, dat de positieve phase langer, de negatieve phase korter duurt dan een halve periode. De som van een positieve en een negatieve phase is echter nog iets langer dan een volle periode, zoodat het verloop van de stroom niet periodiek is. Wij zien uit de figuur, dat de ontsteekmomenten in de loop van de tijd dusdanig opschuiven, dat de stationaire toestand benaderd wordt, waarvoor de constructie met gestippelde lijnen is uitgevoerd. In deze toestand zijn beide phasehelften overeenkomstig en gelijk aan een halve periode. De spanning E_S op het moment van herontsteken is in deze stationaire toestand voor beide periodehelften dezelfde en grooter dan de herontstekingsspanning E_D.

We komen dus tot de conclusie, dat de waarde van de netspanning op de tijdstippen, waarop de lamp ontsteekt, de herontstekingsspanning kan overtreffen. Het bedrag, dat de netspanning grooter is, is een maatstaf voor de betrouwbaarheid van de herontsteking.

Het is dus van belang te weten of bij gegeven waarde van E_B, E_D en E het herontstekingsinterval nul zal zijn of niet. Het criterium hiervoor bepalen we als volgt.

Substitueeren we in verg. (2) $\omega t = \alpha$ dan komt er zooals behoort $i = 0$. Voor het tijdstip $\omega t = \beta$, waar weer $i = 0$ wordt, kunnen wij in de stationaire toestand de betrekking

$$\omega t = \beta \leqslant \pi + \alpha$$

opschrijven, waarbij het $=$ teeken geldt, indien het herontstekingsinterval nul is. Door deze waarde van ωt in verg. (2) in te vullen, verkrijgen wij:

$$\cos \alpha \leqslant \frac{\pi}{2} \frac{E_B}{E} \quad \ldots\ldots (3)$$

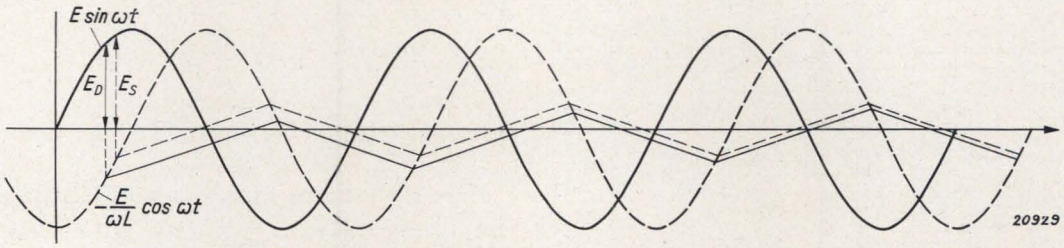


Fig. 6. Dezelfde constructie als fig. 5, uitgevoerd over meerdere perioden. Duurt de eerste ontlading langer dan een halve periode (getrokken lijn), dan zal de derde ontlading korter duren dan de eerste, de vijfde korter dan de derde, enz. De getrokken lijn nadert meer en meer de gestippelde lijn, welke voor een stationaire toestand geldt, waarin de duur van de ontlading juist een halve periode bedraagt. In deze stationaire toestand is de voor herontsteking telkens ter beschikking staande spanning E_S grooter dan E_D.

en het $=$ teeken geldt weer bij afwezigheid van een herontstekingsinterval.

Nu voldoet de spanning E_S op het moment van herontsteken aan de uit fig. 6 gemakkelijk af te lezen betrekking:

$$\sin \alpha = \frac{E_S}{E} \geqslant \frac{E_D}{E}, \quad \ldots\ldots (4)$$

waarbij het $=$ teeken bij aanwezigheid van een herontstekingsinterval geldt, dus juist omgekeerd als in verg. (3). Wij komen dus tot het volgende schema:

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

Met interval	Interval juist 0	Zonder interval
$\sin \alpha = \frac{E_D}{E}$	$\sin \alpha = \frac{E_D}{E}$	$\sin \alpha > \frac{E_D}{E}$
$\cos \alpha < \frac{\pi}{2}\frac{E_B}{E}$	$\cos \alpha = \frac{\pi}{2}\frac{E_B}{E}$	$\cos \alpha = \frac{\pi}{2}\frac{E_B}{E}$
$\left(\frac{\pi}{2}\frac{E_B}{E}\right)^2+\left(\frac{E_D}{E}\right)^2>1$	$\left(\frac{\pi}{2}\frac{E_B}{E}\right)^2+\left(\frac{E_D}{E}\right)^2=1$	$\left(\frac{\pi}{2}\frac{E_B}{E}\right)^2+\left(\frac{E_D}{E}\right)^2<1$

De derde regel van dit schema is verkregen door de eerste twee vergelijkingen in het kwadraat te nemen en op te tellen. Het blijkt, dat wij als criterium voor onmiddellijk herontsteken kunnen aannemen:

$$\left(\frac{\pi}{2}\cdot\frac{E_B}{E}\right)^2+\left(\frac{E_D}{E}\right)^2\leqslant 1 \quad \ldots . \quad (5)$$

Geldt het $=$ teeken, dan is α zoowel door het ontladingsinterval volgens (3) als door de herontstekingsspanning volgens (4) bepaald; geldt het $<$ teeken, dan volgt α alleen uit het ontladingsinterval, terwijl $E \sin \alpha$ dan $> E_D$ is en het verschil $E \sin \alpha - E_D$ als een maat voor de betrouwbaarheid van de herontsteking beschouwd kan worden.

Betrouwbaarheid der herontsteking en arbeidsfactor

Het is nu interessant om na te gaan, welke gevallen zich voordoen als E_B en E_D al of niet afhankelijk van elkaar van 0 tot E varieeren.

Dit zou bijv. bereikt kunnen worden met een kwiklamp. Door verwarming neemt de kwikdruk toe en daardoor E_B en E_D.

Bij zeer kleine waarde van E_B/E en E_D/E is zeker aan (5) voldaan. Uit (3) volgt, dat α bijna 90 ° is [1]). Ontsteking vindt dan plaats als de netspanning bijna zijn top heeft bereikt. De betrouwbaarheid is dus zeer groot.

Nemen E_B en E_D toe, dan volgt uit (3) dat α kleiner wordt. De ontsteking komt dus relatief vroeger. Het bedrag, dat de netspanning grooter is dan E_D, wordt steeds kleiner om tenslotte nul te worden *(fig. 7)*. Bij verdere toename van E_B en E_D moet α weer toenemen. Het herontstekingsmoment wordt dan niet meer door (3) maar door (4) bepaald en de lamp verkrijgt een eindig herontstekingsinterval. We hebben dan dus de kleinste waarde van α gepasseerd. Hoe klein α kan worden, hangt van de verhouding E_D/E_B, dus van de lamp alleen af. Is bijv. $E_D/E_B = 1$, dan volgt uit (5):

$$\left[\left(\frac{\pi}{2}\right)^2+1\right]\left(\frac{E_B}{E}\right)^2=1.$$

Dus $E_B/E = 0{,}536$ en $(\cos \alpha)_{max} = 0{,}536 \cdot \pi/2 = 0{,}84$. Bij grootere verhouding E_D/E_B is de max. bereikbare $\cos \alpha$ natuurlijk kleiner.

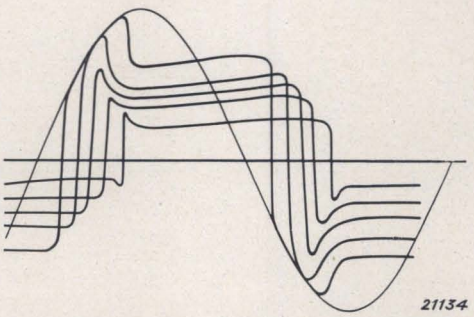


Fig. 7. Dit naar oscillogrammen geteekende diagram is verkregen door tijdens het opwarmen van een kwiklamp met korte tusschenpoozen de spanning tusschen de electroden op te nemen. Men ziet hoe herontstekings- en brandspanning voortdurend toenemen en hoe daardoor het tijdstip van ontsteken terugschuift. Bij een in lucht brandende kwiklamp eindigt het oploopen voordat de herontstekingsspanning grooter wordt dan de netspanning in het moment van uitdooven. Bij een watergekoelde kwiklamp, waarvoor dit diagram is opgenomen, gaat het opwarmen na het bereiken van de netspanning nog eenige tijd door. Er ontstaat een zeker herontstekingsinterval. Tijdens dit interval komt de spanning op de lamp precies overeen met de netspanning (sinusvormige lijn).

Hoe grooter $\cos \alpha$ is des te kleiner zal de phaseverschuiving tusschen stroom en netspanning zijn, inzooverre als men bij de niet-sinusvormige stroom van een phaseverschuiving kan spreken. Wij kunnen dus verwachten, dat een nauw verband bestaat tusschen het ontsteekmoment en de arbeidsfactor, die men bij sinusvormige stroomen gewoonlijk $\cos \varphi$ noemt en waaronder wij hier zullen verstaan de verhouding tusschen het ware en het schijnbare vermogen.

Beperken wij ons tot het geval, dat het herontstekingsinterval nul is. Het vermogen W is dan gelijk aan de brandspanning, vermenigvuldigd met de gemiddelde stroomsterkte over een halve periode:

$$W = E_B \cdot \frac{1}{\pi}\int_{\alpha}^{\alpha+\pi} i\, d(\omega t)$$

Met behulp van (2) kunnen we de integraal berekenen en vinden dan:

$$W = E_B \frac{\frac{2}{\pi}\sqrt{E^2-\left(\frac{\pi}{2}E_B\right)^2}}{\omega L}$$

Voeren we de effectieve waarde (E_{eff}) van de netspanning in, dan is:

[1]) Een extreem geval doet zich voor als de lamp kortgesloten is; dan vindt de nuldoorgang van de stroom plaats als de netspanning juist zijn maximale waarde heeft bereikt.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

$$W = E_B \cdot \frac{0{,}9\sqrt{E_{eff}^2 - (1{,}11\ E_B)^2}}{\omega L} \quad . \quad . \quad (6)$$

Evenzoo berekenen we het schijnbare vermogen VA:

$$VA = E_{eff} \cdot i_{eff} = E_{eff} \cdot \sqrt{\frac{1}{\pi} \int_{\alpha}^{\alpha+\pi} i^2 \, d\,(\omega t)} \; .$$

Hiervoor vinden we:

$$VA = E_{eff} \cdot \frac{\sqrt{E_{eff}^2 - (1{,}09\ E_B)^2}}{\omega L} \quad . \quad . \quad (7)$$

Doordat de uitdrukkingen onder het wortelteeken van (6) en (7) zeer weinig verschillen, vinden we voor de arbeidsfactor η met goede benadering:

$$\eta = \frac{W}{VA} = 0{,}9 \cdot \frac{E_B}{E_{eff}} = 0{,}81 \cos \alpha.$$

Bij deze schakeling is dus de verhouding: brandspanning van de lamp gedeeld door de effectieve netspanning een maat voor de arbeidsfactor.

In het reeds genoemde geval, waarbij de grootst mogelijke $\cos \alpha$ bereikt werd, wordt ook de grootst mogelijke arbeidsfactor bereikt. Deze is echter slechts 0,68. Inderdaad is het nog niet gelukt met L-schakeling een hoogere waarde te bereiken. Meestal is E_D/E_B grooter dan 1, wat een nog lagere arbeidsfactor tengevolge heeft. Men kan de arbeidsfactor verbeteren door parallel aan de lamp met smoorspoel een condensator te plaatsen, die de wattlooze stroomcomponent compenseert.

Keuze van de brandspanning

Bij het ontwerpen van de combinatie: ontladingslamp en voorschakelapparaat dient allereerst te worden vastgesteld, hoe groot de spanning, waarop lamp en smoorspoel zijn aangesloten, gekozen moet worden. Liefst neemt men hiervoor direct de netspanning (220 V bijv. voor H.P. kwiklampen). Andere lampen werken gunstiger bij hoogere spanningen, zoodat opgetransformeerd moet worden (bijv. S.O. natriumlampen 440 V; S.P. watergekoelde kwiklampen 600 V). Om een zoo groot mogelijke arbeidsfactor te krijgen, kiest men bij gegeven netspanning de brandsspanning zoo hoog mogelijk (dan worden ook de afmetingen van de smoorspoel het kleinst).

Tot nu toe hebben wij de herontstekingsspanning E_D als een vaste grootheid beschouwd die bepaald is door de eigenschappen van de lamp. In werkelijkheid is dit niet het geval. Veel meer loopt bij alle ontladingslampen de voor de herontsteking noodige spanning op tijdens het herontstekingsinterval, zooals in *fig. 8* door de drie dunne rechte lijnen is aangeduid. Het kan dan voorkomen, dat de momenteele waarde van de netspanning, welke aan het begin van het herontstekingsinterval

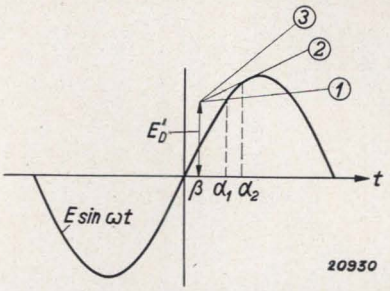


Fig. 8. In het hier geteekende geval is de netspanning op het tijdstip β kleiner dan de dan voor de nieuwe ontsteking noodige spanning E_D'. We moeten dus wachten tot de netspanning deze waarde bereikt heeft. In het algemeen loopt tijdens dit interval de voor de ontsteking noodige spanning op. *1*, *2* en *3* stellen gevallen voor, waarin de herontstekingsspanning in verschillende mate toeneemt. In geval *1* en *2* wint tenslotte de netspanning het en ontsteekt de ontlading, in geval *3* is dit niet het geval en blijft het herontsteken achterwege.

kleiner is dan E_D, niet snel genoeg toeneemt om de voor het herontsteken noodige spanning in te halen, zoodat de herontsteking in het geheel niet plaats vindt (fig. 8, geval *3*). Om deze mogelijkheid te vermijden is het noodzakelijk de brandspanning en de herontstekingsspanning van de lamp niet al te hoog te kiezen, bijv. zoo, dat aan het criterium (5) voor het nul worden van het herontstekingsinterval voldaan is.

Stabiliteit ten opzichte van schommelingen der netspanning

Hierboven is het probleem van het vaststellen der lampspanning in principe uiteengezet. Er zijn echter enkele kwesties, die maken, dat de uitkomsten herzien moeten worden.

In de eerste plaats *netspanningsvariatie's*. Bij langzame verandering kan de lamptemperatuur mee veranderen. Dit veroorzaakt veranderingen in de herontstekingsspanning, die bij kwiklampen in de zelfde richting gaan als de netspanningsvariatie's (de statische karakteristiek is positief); bijna triumlampen zijn ze tegengesteld. Daalt bijv. de netspanning, dan loopt de herontstekingsspanning op, waardoor de herontsteking minder betrouwbaar wordt. In dit geval moet de brandspanning dus ter wille van de bedrijfszekerheid lager gekozen worden dan uit (5) volgt.

Bij plotselinge veranderingen van de netspanning treden ook bij kwiklampen tegengestelde veranderingen van de brandspanning op (negatieve dynamische karakteristiek), zoodat zij ook hier wat lager genomen dient te worden.

Netspanningsvariatie's hebben verder invloed op

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

de opgenomen energie en zoodoende op de lichtsterkte. Door differentieeren van formule (6) (bij constante E_B) naar E_{eff} vinden we de procentueele verandering van het opgenomen vermogen:

$$\frac{dW}{W} = \frac{1}{1 - \left(1{,}11 \frac{E_B}{E}\right)^2} \cdot \frac{d\,E_{eff}}{E_{eff}} .$$

De procentueele verandering van het vermogen is dus steeds grooter dan de procentueele verandering van de netspanning en wel meer naarmate E_B/E grooter is. Wil men geen groote veranderingen van W toelaten, dan mag E_B/E niet te groot zijn, zooals uit de laatste formule volgt. Ook dit levert dus het resultaat, dat de brandspanning van de lamp niet te hoog gekozen mag worden.

Van veel belang is het, hoe het opgenomen vermogen reageert op *veranderingen van de herontstekingsspanning*. Zoowel bij kwik- als bij natriumlampen heeft de herontstekingsspanning nl. de neiging toe te nemen naarmate de lamp langer gebrand heeft. Dit kan een vermindering van het vermogen tengevolge hebben, dus een versterkte achteruitgang in lichtsterkte; ook kan het echter zijn, dat het vermogen toeneemt, en genoemde achteruitgang dus (voor een deel of geheel) gecompenseerd wordt.

Uit verg. (6) volgt, dat als E_B van 0 tot E_{eff} toeneemt, W aanvankelijk stijgt om tenslotte weer af te nemen. Het maximum ligt bij $E_B = 0{,}64 \cdot E_{eff}$.

Is bijv. $E_{eff} = 220$ volt, dan zal voor E_B kleiner dan 140 volt het vermogen toenemen bij het ouder worden van de lamp, en voor E_B grooter dan 140 volt juist dalen [2]).

Het opwarmen bij hooge-druk-kwiklampen

Tenslotte willen we nog aanroeren het opwarmen van kwiklampen. Na het inschakelen duurt het eenige tijd voor een kwiklamp zijn definitieve spanning bereikt heeft (10 - 15 minuten voor een H.P. lamp; $^1/_2$ - 2 sec voor een watergekoelde S.P. lamp).

Om te kunnen opwarmen is, zooals reeds eerder [3]) beschreven is, een minimum aanloopstroom noodig, die 2 - 3 maal de normale lampstroom bedraagt. De aanloopstroom is ten naaste bij gelijk aan de kortsluitstroom i_k van het voorschakelapparaat:

$$i_k = \frac{E_{eff}}{\omega L} ,$$

terwijl de normale bedrijfsstroom:

$$i = \frac{\sqrt{E_{eff}^2 - (1{,}09\ E_B)^2}}{\omega L} .$$

Uit i_k grooter dan 2 i volgt dan: $E_B > 0{,}79\ E_{eff}$, zoodat we hier een minimum brandspanning vinden, die zoo hoog ligt, dat we met de eerder genoemde eischen in conflict komen. Deze moeilijkheid is op te lossen door voor het opwarmen een smoorspoel met kleinere zelfinductie toe te passen dan in normaal bedrijf. Een algemeen toegepaste manier om dit te bereiken is het ijzer van de voorgeschakelde smoorspoel vrij hoog te verzadigen. Dan neemt de zelfinductie af met toenemende stroomsterkte, zoodat de kortsluitstroom i_k inderdaad een kleinere inductieve weerstand ondervindt.

---

[2]) Wanneer E_D grooter is dan 1,57 E_B, dan is voor $E_B = 0{,}64\ E_{eff}$ niet meer aan de voorwaarde voldaan, dat geen herontstekingsinterval optreedt. Door onze beschouwingen uit te breiden tot dit geval, krijgen we in plaats van verg. (6) een algemeenere uitdrukking voor het vermogen, waarin behalve E_B ook E_D als onafhankelijke veranderlijke optreedt. We zullen hier echter thans niet verder op ingaan.

[3]) Philips techn. T. **1**, 129, 1936.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

OPENBARE VERLICHTING. GRONDSLAGEN VOOR WEGVERLICHTING

door G. B. VAN DE WERFHORST.

Inleiding

Onder openbare verlichting zij verstaan de vaste verlichting van de openbare weg, d.i. van straten, pleinen, wegen, bruggen, viaducten, tunnels, in de uitgebreidste zin des woords, voor zoover het 't verkeer langs de „landweg" betreft, — landweg in tegenstelling met waterweg en spoorweg.

De opvattingen over en de uitvoering van deze openbare verlichting vertoonen een chaotisch beeld. Vreemd is dit niet, als men bedenkt, dat in vrijwel alle landen de openbare verlichting in handen is van de plaatselijke autoriteiten, die elk naar eigen, onderling zeer verschillend inzicht werken, hierin ongebonden, doordat algemeen wettelijke bepalingen ontbreken, terwijl evenmin algemeen aanvaarde normen bestaan, die als richtsnoer zouden kunnen dienen. Bovendien is de „plaatselijke autoriteit" hiér belichaamd in een ingenieur van het electrisch bedrijf, dáár in den stadsarchitect, terwijl weer elders de verkeerschef of de wethouder van publieke werken doorslaggevend is.

Toch is er op enkele punten een merkwaardige uniformiteit te constateeren. Teekenend voor de openbare verlichting is het ongetwijfeld, als we nagaan, waarin deze uniformiteit bestaat:

Van alle openbare verlichting van alle landen tezamen straalt minstens 30% van het licht omhoog naar de nachtelijke hemel.

Het uiterlijk aanzien van de drager der lichtbron overdag wordt van veel meer belang geacht, dan de verlichting 's avonds; men denke aan de acanthusbladeren op de gaslantaarnpaal, aan de bisschopsstafkrullen der boulevardpalen, aan de betonnen of gietijzeren voet der moderne masten.

Het overgroote gedeelte der openbare verlichting is uitgevoerd met lantaarnpaaltjes van 4 à 5 m hoog, directe, ongewijzigde erfenis van de petroleumverlichting, waarbij de draagkracht van den lantaarnopsteker 5 m als maximale lengte voor het benoodigde laddertje toeliet.

Wij willen bij die gegeven, chaotische stand van zaken in dit artikel trachten, om tot een zuivere doelstelling te geraken, ons losmakend van geheel bijkomstige, alsook van atavistische motieven.

We beginnen daarom, geheel algemeen het feit te constateeren, dat de openbare verlichting deel uitmaakt van de totale buitenverlichting, en dat haar effect voor den weggebruiker in zeer vele gevallen sterk wordt beïnvloed door de overige buitenverlichting. Daarom dienen wij deze buitenverlichting allereerst in haar geheel te beschouwen.

De buitenverlichting valt, naar haar uitvoeringsvorm (zooals deze feitelijk zou moeten zijn) in twee groepen te onderscheiden:

a) de lichtbron wil haar omgeving op zoodanige wijze verlichten, dat de gebruiker deze omgeving kan onderscheiden; hierbij is voor den weggebruiker de omgeving primair, de lichtgevende lantaarn secundair;

b) de lichtbron wil de aandacht van den weggebruiker op zich zelf trekken en hem een mededeeling doen: in dit geval is de omgeving, die toevalligerwijs misschien mede wordt verlicht, secundair; primair is de lantaarn zelf, dwz. de straling, die zij uitzendt naar het oog van den weggebruiker.

De bedoeling, waarmede de verlichting is aangebracht, leidt tot een onderscheiding in twee geheel andere groepen, nl.:

c) die verlichting, welke ten gerieve, tot voordeel, tot veiligheid, ten behoeve, ten pleiziere van den weggebruiker, buiten zijn toedoen om is aangebracht; het algemeen belang staat op de voorgrond;

d) en die verlichting, welke eigen veiligheid, eigen voordeel beoogt, dwz. veiligheid en voordeel van hem, die haar aanbracht; het eigen belang staat op de voorgrond.

Vergelijken wij nu de onderscheiding sub a) en b) met die sub c) en d), dan brengt de practijk der buitenverlichting ons tot de volgende indeeling:

de verlichting van de weg zelf met zijn kruisingen en overgangen, en wel in het algemeen belang (motief c), terwijl de verlichte omgeving, en niet de lantaarn, primair is (uitvoering a);

de seinverlichting, zoowel die voor het spoorweg- en scheepvaartverkeer als voor het wegverkeer; en op de weg zelf zoowel het seinlicht op het voertuig als het verkeerssein, alsook de lichtbebakening, steeds in het algemeen belang (motief c), terwijl de lichtbron en niet de omgeving primair is (uitvoering b);

de reclameverlichting in welke vorm dan ook, kennelijk aangebracht in het eigen belang (motief d) en in haar uitvoeringsvorm meestal zoodanig, dat de lichtbron zèlf moet worden gezien (uitvoering b);

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

de eigenverlichting, welke kan zijn de verlichting van fabrieksterreinen en emplacementen, de hoofdverlichting op het voertuig voor den bestuurder zelf, de verlichting der inritten van naast de weg gelegen gebouwen; deze eigenverlichting is aangebracht in het eigen belang (motief d), doch kan in sommige gevallen tevens het algemeen belang dienen; haar uitvoeringsvorm is zeer verschillend (zoowel uitvoering a als b, soms gecombineerd).

Deze verschillende buitenverlichtingen doen zich tegelijkertijd voor, met al haar tegenstrijdige elementen. Dit dwingt ons tot het bepalen van een voorrang. Zonder het bepalen van een voorrang wordt, door de wederzijdsche beïnvloeding en tegenstrijdigheid, de opzet en de beoordeeling van een bepaalde buitenverlichting en zeker van de openbare verlichting onmogelijk.

Wij zullen er van uitgaan, dat het algemeen belang de voorrang heeft boven het eigen belang, dat ook daar, waar slechts van algemeen belang sprake is, het motief veiligheid en voordeel de voorrang heeft boven het motief gerief en plezier, dat tenslotte bij gelijke waarde het nadeel voor den eenen weggebruiker de voorrang zal hebben boven het voordeel van den anderen weggebruiker.

De eischen, die terecht of ten onrechte in verschillende gevallen aan openbare verlichting worden gesteld, loopen zoozeer uiteen, dat men haar niet uitsluitend onder een der hoofden van juist genoemde indeeling kan rangschikken. Zoo wijken de omstandigheden binnen de bebouwde kom van steden en dorpen zoozeer af van die buiten de bebouwde kom, dat een bespreking der openbare verlichting in elk geval over deze twee gebieden moet worden gesplitst.

Wij willen daarom in dit artikel slechts de openbare verlichting behandelen van de verkeerswegen (primaire, secundaire, tertiaire [1])) buiten de bebouwde kommen, deze samenvatten onder de naam „wegverlichting" en beginnen met de primaire verkeersweg.

De primaire verkeersweg

Een verlichting op zulk een weg wordt aangebracht in het algemeen belang. Wat is in dit geval het algemeen belang? We constateeren:

het autosnelverkeer is hier hoofdzaak; dat hier snelheden tot 80 km/uur redelijk toelaatbaar moeten zijn, is geen overdreven eisch;

het rijwielverkeer is in sommige landen zeer belangrijk, indien geen afzonderlijke rijwielpaden buiten de rijweg zijn aangebracht;

op die primaire verkeerswegen, waar langzame karren (handkarren en wagens door trekdieren getrokken) niet zijn verboden, moet met dit wegverkeer in het bijzonder rekening worden gehouden;

het voetgangersverkeer mag worden verwaarloosd.

Het algemeen belang vraagt, dat bij de gegeven voorwaarden het verkeer volgens redelijke eischen van veiligheid kan plaats hebben.

Om aan deze veiligheidseisch te voldoen, is een bepaalde visueele waarnemingsmogelijkheid noodig, welke door de wegverlichting moet worden gegeven. Hoe deze wegverlichting moet worden uitgevoerd om ons tot voldoende zien op zulk een primaire hoofdverkeersweg in staat te stellen, wordt door deze grondvoorwaarde bepaald en in dit geval ook uitsluitend hierdoor; want:

aesthetische overwegingen over het omringende landschap vallen buiten beschouwing (hiertegenover telt binnen de bebouwde kom het stadsbeeld wel degelijk mee);

storende invloeden van buiten de weg gelegen verlichting zijn hier zoo schaars aanwezig, dat men deze bij het projecteeren der verlichting mag verwaarloozen (binnen de bebouwde kom is dit gegeven geheel anders);

het aesthetisch aanzien van wat zich op de weg bevindt, mag, zoo noodig, worden genegeerd, omdat de eisch van veiligheid volstrekt domineert (in tegenstelling bijv. met de verlichting van een strandboulevard).

De wegverlichting overlaten aan de eigen verlichting van het voertuig mag in dit geval niet in aanmerking komen, o.a. omdat deze verlichting, hoe geperfectioneerd ook, den tegenliggers zulke nadeelen bezorgt, dat veilig rijden hun onmogelijk wordt, zoodat zulk een oplossing in strijd zou zijn zoowel met de bovengestelde voorrangseisch als met de eisch van veiligheid. Wegconstructies, welke de hinderlijke invloed van de koplampen der tegenliggers trachten uit te schakelen, gebruik makend van een dubbele verkeersweg, zijn nog maar te kort in gebruik geweest om daarover hier conclusies mede te deelen [2]).

De wegverlichting moet derhalve als vaste verlichting worden uitgevoerd. Omdat het autosnelverkeer hoofdzaak is, hebben we ons af te vragen, wanneer de gemiddelde autobestuurder voldoende zal kunnen zien. De economie dwingt

[1]) Welke verkeerswegen buiten de bebouwde kom men als primaire, secundaire of tertiaire weg in aanmerking wil doen komen, hangt af o.a. van de in elk land geldende bepalingen.

[2]) Vgl. Van de Werfhorst, De Auto, 26 Sept. 1935: Enkele en dubbele wegen en hunne verlichting.

Digitized by www.freeservicemanuals.info
Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

ons tot die technische oplossing, welke aan minimum eischen zal voldoen.

Het waarnemen van een object op de weg geschiedt of wel met het centrale deel onzer oogen: het foveale waarnemen, of met het niet-centrale deel: het perifere waarnemen. Het bewust herkennen van een object geschiedt pas, wanneer we er naar kijken, dwz., wanneer wij onze oogen op het object hebben gericht, dat we dus foveaal waarnemen. Of wij, zulks doende, het object ook werkelijk zullen herkennen, hangt af van de duidelijkheid van het object en deze weer van de verlichtingstoestand.

We moeten hierbij de twee volgende punten opmerken: Allereerst richt zich de blik van den autobestuurder bij hoogere snelheid verder vooruit (Baart de la Faille, Van Lennep[3]), niet star fixeerend, doch zich over kleine hoeken naar links en rechts, naar boven en beneden bewegend; voor den autobestuurder is er dus slechts een zeer kleine kegel in zijn gezichtsveld, waarin foveale waarneming voortdurend plaats heeft[4]); wel zoekt hij telkens met zijn blik ook het dichterbij gelegen gezichtsveld af; doch, wanneer hij zijn blik vooruit houdt gericht, wordt alles buiten die kegel perifeer waargenomen. In de tweede plaats rijst de vraag, in hoeverre wij de eisch moeten en mogen stellen, indien we waarnemen, dàt er iets is op de weg, we ook herkennen, wàt dit iets is.

Bij een snelheid van ca 80 km/uur richt de blik van den gemiddelden autobestuurder zich minstens 300 à 400 m vooruit; tenminste als de verlichtingstoestand van het gezichtsveld hem de mogelijkheid hiertoe geeft. Bij instelling op kleinere afstand worden wegdek en wegberm te zeer als zelf in beweging waargenomen; het wegdek vlak naast ons vervormt tot langs en onder ons doorschietende strepen; continue waarneming bij die blikrichting werkt zeer vermoeiend. Zulk een instelling is dus in strijd met de veiligheid. Instellen op grootere afstand is derhalve veiligheidseisch[5]). Het blikveld omvat nu alleen het weggedeelte, dat 300 à 400 m en verder vooruit is gelegen. Alles wat tusschen den bestuurder en 300 m vooruit zich bevindt, neemt hij perifeer waar, tenzij het toevallig in bedoelde kleine blikkegel komt. Wordt een object perifeer waargenomen, dan is er door deze waarneming alleen geen sprake van bewust herkennen. Doch ook als het zich binnen deze 300 m in de blikkegel bevindt, zal herkennen meestal niet oogenblikkelijk volgen.

De automobilist is bij gemiddeld rijden gedwongen, vier tot zes acties ongeveer tegelijkertijd uit te voeren. De gemiddelde mensch is slechts in staat, bewust hoogstens twee acties tegelijkertijd te doen plaats hebben. Bij den goeden automobilist moet dus het overgroote gedeelte zijner reacties automatisch verloopen.

Verschijnt nu een object in het blikveld op 300 à 400 m en verder, dan is het voldoende, dat de autobestuurder waarneemt, dàt er daar iets is op de weg. Waarneming, wàt dit is, (herkennen) is dan nog niet noodig. Hem resten immers nog 14 à 18 secunden, voordat hij het object zal hebben bereikt, ruimschoots tijd voor het volvoeren van zijn automatische acties, terwijl zijn bewuste waarneming, het verre blikveld loslatend, het naderende object kan vasthouden en zich hierop geheel kan concentreeren, teneinde dit object binnen die 300 m afstand te herkennen.

Geheel anders staat het met het perifeer waargenomen gezichtsveld binnen deze 300 m, indien zich hier plotseling een object voordoet, terwijl de autobestuurder zijn blik voorwaarts naar verder dan 300 m had gericht.

Het is een gelukkige omstandigheid, dat een zeer zwakke prikkel uit de periferie ons reeds doet reageeren op zulk een wijze, dat wij, als reflexbeweging onze oogen onmiddellijk willen richten op het punt, waarvan de ontvangen prikkel uitgaat. Doch juist, omdat reeds een zwakke prikkel voldoende is, concludeert de mensch onbewust tot de afwezigheid van eenig obstakel, indien geen prikkel uit het perifere veld wordt ondervonden. Deze overweging alleen reeds is voldoende, om ons te doen inzien, hoe uiterst gevaarlijk het is, een primaire weg, als thans besproken, op zulk een wijze te verlichten, dat feitelijk alleen het wegdek wordt verlicht. De propaganda voor zoo'n wegverlichting doet zich de laatste jaren ook in ons land hooren. Met zeer speciaal geconstrueerde lantaarns veelal door gebruikmaking van spiegelende reflectievlakken, tracht men de lichtstroom der lampen vrijwel uitsluitend over het wegoppervlak in de langsrichting te verdeelen. Dit zou dan beteekenen: een nuttiger gebruik van de voorhanden lichtstroom (er gaat zoo goed als niets op zij „verloren"!), de mogelijkheid van grooter paalafstand, enz. Het heeft de schijn van een evident economisch argument (ook al worden de lantaarns of lampen zelf duurder). Men bedenke echter, dat het doel der verlichting niet is, het wegdek mooi te verlichten, doch een waarnemingsmogelijkheid te

---

[3]) Vgl. o.a. Mededeelingen van de Nederl. Stichting voor Psychotechniek, No. 1.

[4]) Zie over de werking van het oog als instrument: Bouma, Philips techn. T. **1**, 102, 1936.

[5]) De drang om een ingehaalden voorligger voorbij te rijden komt voort uit de hier gesignaleerde hinderlijke sensatie (zie ook Van Lennep, noot 3).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

Digitized by www.freeservicemanuals.info

scheppen, die geëischt wordt voor veilig verkeer. De bij zulk een uitvoering duister gelaten periferie geeft den weggebruiker geen enkele prikkel en — we herhalen — hij concludeert onbewust en uiterst gevaarlijk tot afwezigheid van eenig obstakel, komend uit die periferie. Verlichting van de wegbermen en van strooken langs de weg is geen lichtverspilling, het is integendeel volstrekte eisch.

Naast dit snel reageeren op zwakke perifere prikkels bezit ons totale waarnemingscomplex ook de singuliere gave om allerlei indrukken van waardeloos geachte prikkels uit de totaalindruk te elimineeren. Zoo gaat het ook met vele prikkels uit de periferie; gelukkig, want anders zouden wij geneigd zijn hierdoor de volgorde te laten bepalen, waarin onze blikrichting in voortdurende snelle beweging het geheele gezichtsveld doorloopt. Al die prikkels, die we „wel kennen" en die „toch niets te beteekenen hebben", negeeren wij op vlotte wijze. Deze overweging leidt tot de veroordeeling van weer een andere, helaas veel toegepaste wegverlichtingsmethode. Men vindt nog vele wegen „verlicht" door vrijstralende lantaarns op afstanden van 60, 70 m met een lichtpunthoogte van 5 à 6 m. Mede als gevolg van het verblindend effect, dat de lichtbronnen op hem uitoefenen, ontvangt de langs zulk een weg rijdende automobilist bij het passeeren onder elk lichtpunt door de indruk van verschijnende en verdwijnende donkere plekken naast de rijbaan [6]), niet als feitelijke, door een object geworpen schaduwen, doch als onbepaalde, zich vervormende massa's duisternis. De automobilist, die zulk een weg kent, weet bij ervaring, dat die voortdurend elkaar volgende prikkels uit de periferie slechts een schaduwspel betreffen en geen materieel obstakel. Onbewust onderdrukt hij de invloed van deze prikkels. Hij elimineert deze prikkels uit zijn waarneming. Ontstaat nu zulk een schim eensklaps door een zeer reëel obstakel, dan doet zich de hiervan afkomstige prikkel juist voor den geroutineerden autobestuurder evenmin gelden; zijn noodzakelijk automatische handelingen verloopen, alsof dit obstakel niet bestond. De aanrijding of botsing, die dan dikwijls volgt, is echter niet te stellen op rekening van „roekeloos en hoogst onvoorzichtig rijden" van den bestuurder (zooals het heet in de processen-verbaal), doch is het gevolg van zulk een misleidende verlichting, des te meer misleidend, naarmate de bestuurder meer routine heeft, de weg beter kent.

Het perifere veld tot 300 m vooruit moet derhalve zoodanig zijn verlicht, dat obstakels een merkbare perifere prikkel geven en de verlichtingstoestand van het geheele gezichtsveld moet bovendien zoo zijn, dat zich hierin geen storende elementen bevinden, die onjuiste interpretatie van schaduweffecten veroorzaken, of die de waarnemingsmogelijkheid voor de oogen verminderen. Bovendien moet de verlichting den bestuurder in staat stellen om foveaal voldoende te kunnen waarnemen, zoodra een perifere prikkel de blik heeft getrokken. In tegenstelling met het straks genoemde ver vooruit gelegen veld spelen hier waarnemingssnelheid en herkennen van het waargenomen object een belangrijke rol.

Hoe we aan de hier uitgestippelde eischen kunnen voldoen, zoowel voor het vèr vooruit, als voor het dichtbij gelegen gedeelte van het gezichtsveld, valt buiten het kader van dit artikel. Doch we kunnen reeds nu constateeren, dat de verlichting van de primaire verkeersweg uitsluitend moet worden gerangschikt onder het eerste punt der bovengenoemde indeeling: de verlichting van de weg zelf met zijn begrenzingen domineert, de verlichtende lantaarn is secundair, zelfs in die mate, dat het wenschelijk is, haar zooveel mogelijk onzichtbaar te houden. De verlichting draagt geen enkel element van seinverlichting of lichtbebakening in zich. Het algemeen belang overheerscht zoo sterk, dat elke, eventueel aanwezige reclameverlichting of eigen verlichting volkomen ondergeschikt moet worden gesteld aan deze wegverlichting. Zou het maximum effect, dat met deze verlichting kan worden bereikt, worden verminderd door seinverlichting (fietslantaarns, te sterke „stadslampen" van tegenliggers), dan moet deze seinverlichting of wel geheel worden geëlimineerd, of wel zoodanig beperkt, dat zij practisch geen storende invloed meer heeft. Elke hinderlijke reclameverlichting en eigen verlichting moet onverbiddelijk worden verboden. Zoolang men deze consequenties niet durft aanvaarden, blijft men hinken op twee gedachten en blijft het onmogelijk, de verlichting van de primaire weg volgens de gestelde eischen perfect uit te voeren.

Doch ook, indien aan al deze voorwaarden is voldaan, moet men, bij het beoordeelen der verlichting het volgende niet uit het oog verliezen: Ontvangt een autobestuurder een duidelijke prikkel uit het perifere veld en richt hij zijn blik op het betreffende punt om dit te herkennen, dan is

[6]) Bij het naderen, passeeren en gepasseerd zijn van elke lantaarn doen zich in snelle opeenvolging simultane indirecte verblinding en successieve verblinding gelden, terwijl op de lange rechte weg de verder gelegen lichtbronnen voortdurend een simultane indirecte, de zeer ver gelegen lichtbronnen zelfs een simultane directe verblinding geven. Zie Bouma: „Het verblindingsprobleem bij de wegverlichting", Philips techn. T. **1**, 225, 1936.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

hiermede tot het oogenblik van eventueele herkenning de tijd van 0,3 tot 0,5 secunde gemoeid, indien dit kan geschieden, zonder, dat een beweging van het hoofd noodig is, en indien het obstakel zóó verschijnt, dat toch waarneming met beide oogen kan volgen; — is aan deze voorwaarden niet voldaan, dan wordt de benoodigde tijd aanmerkelijk langer. In deze tijd heeft hij bij de boven aanvaarde snelheid van 80 km/uur een afstand afgelegd van rond 10 m. Wat zich dus binnen deze 10 m voordoet, ligt buiten elke mogelijkheid eener bewuste reactie. Men zou nu nog kunnen verlangen, dat de perifere prikkel van een obstakel binnen deze 10 meter zoo sterk zou moeten zijn, dat onmiddellijk een reflexhandeling volgt ter ontwijking van het obstakel. Doch juist deze reflexhandeling heeft in de practijk tot zulke ongelukken geleid, dat men omgekeerd wenscht, dat in dit geval geen reflexhandeling wordt uitgevoerd. Dit wil zeggen, dat hetgeen binnen bedoelde 10 m gebeurt, geen factor kan zijn voor de beoordeeling der verlichting; dit gebeuren gaat buiten de verlichting om.

Verondersteld, dat bij volkomen normale verkeerstoestand, geen gladheid, mist of dergelijke, een obstakel verder dan 10 m vooruit op zoodanige wijze verschijnt, dat dit tot een bewuste actie van den autobestuurder moet leiden en nemen we de meest krasse actie: stoppen, dan heeft het voertuig, dat aan het wettelijk voorschrift voldoet, een remweg noodig van 64 m bij een snelheid van 80 km/uur [7]). Zulk een remweg wordt blijkbaar bij deze snelheid door de wet veilig geacht. Van het oogenblik af, dat het obstakel de perifere prikkel gaf tot het moment van stilstand van het voertuig is derhalve een afstand van 74 m afgelegd. Realiseeren we ons, wat hierbij wèl, wat echter niet van de verlichting mag worden geëischt. Bevindt zich het obstakel binnen deze 74 m, dan mag men van de verlichting eischen, dat perifeer voldoende prikkel ontstaat en dat daarna de bestuurder het object in voldoende mate foveaal kan waarnemen. Doch van de verlichting mag nimmer worden geëischt, dat zij een botsing binnen de 74 m onmogelijk had moeten kunnen maken, omdat deze 74 m wordt gegeven door factoren, welke buiten de verlichting staan, zoodat een dergelijk ongeluk ook overdag zou zijn geschied. De zoo vaak geplaatste opmerking: „maar dan had die autobestuurder maar wat minder snel moeten rijden" is voor normale omstandigheden onredelijk: men schept geen mogelijkheid tot veilig rijden met een snelheid van 80 km/uur, men schrijft bij die snelheid geen maximale toegelaten remweg voor van 64 m, om later òf den bestuurder òf de gegeven waarnemingsmogelijkheid er de schuld van te geven, dat er iets gebeurde, wat noch door den een, noch door het andere kon worden beinvloed.

[7]) Het Nederlandsche wettelijk voorschrift voor de remcapaciteit van voertuigen leidt tot remwegen in meters gelijk aan het kwadraat van de tientallen der km/uur voor de verschillende snelheden: 30 km/uur remweg 9 m, 40 km/uur remweg 16 m, gebaseerd op een gemiddelde vertraging van 3,86 m/sec². De Code de la Route in Frankrijk heeft dezelfde remwegen opgenomen en noemt ook de gemiddelde vertraging, afgerond op 4 m/sec².

De secundaire verkeersweg

De wijze van verlichting op de secundaire verkeersweg buiten de bebouwde kommen hangt af van de waardeering der belangrijkheid. Acht men de weg belangrijk genoeg om dezelfde eischen te stellen als gegeven voor de primaire weg, terwijl met het voetgangersverkeer hier in 't algemeen wel degelijk rekening moet worden gehouden [8]), dan geldt ook voor de secundaire weg alles, wat voor de primaire weg is gezegd: wegverlichting door vaste lichtbronnen, geen wegverlichting door het voertuig, geen storende werking door seinlichten, lichtbakens, reclameverlichting, eigen verlichting (benzinestations!).

Acht men het belang van zulk een weg hiertoe niet groot genoeg (te weinig verkeer, enz.), terwijl men toch de weg niet onverlicht wil laten, dan moet men allereerst een eigen verlichting der voertuigen (en rijwielen) voorschrijven; de vaste verlichting kan nu de taak van een bebakening hebben. Hiermede is haar karakter principieel gewijzigd: we hebben thans te doen met een verlichting, waarbij de lichtbron zelf zichtbaar moet zijn, het verlichten der omgeving is secundair. De helderheid van de lichtbron kan laag worden gehouden, omdat reeds een lage helderheid voor de zichtbaarheid van het lichtbaken voldoende is; doch zij moet ook laag zijn, zoo laag, dat zij nimmer merkbare verblinding geeft, dat de effecten der straks genoemde verschijnende en verdwijnende schaduwen volkomen worden vermeden. De verlichting moet duidelijk alle krommingen van de weg volgen en aangeven (niet verlichten, doch door haar eigen opstelling aangeven). Wil men bijzondere punten (kruisingen, kanaalovergangen, enz.) duidelijk doen uitkomen, dan moet op deze punten juist niet een sterker lichtbaken worden geplaatst (zooals zeer vaak geschiedt), want dit sterkere baken houdt de aandacht van den weggebruiker des te meer op dit licht zelf gericht en

[8]) De vraag doet zich voor of niet ook de voetganger, evenals elke andere weggebruiker, tot het dragen van een seinlicht zou moeten worden verplicht, juist de voetganger, die in verhouding tot het overige wegverkeer het meest wordt gepasseerd.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023
Digitized by www.freeservicemanuals.info

leidt hem af van het gevaarlijke punt. Op deze punten moet men extra sterk de omgeving verlichten en de daartoe dienende lichtbron met bijzondere zorg onzichtbaar maken. Men diene zich er wel rekenschap van te geven, dat de vooruitschijnende bundel van de van links of van rechts komende auto nu onzichtbaar wordt. Wil men dit effect behouden, dan moeten passende reflecteerende bakens worden aangebracht.

De tertiaire verkeersweg

Op tertiaire verkeerswegen, waar men zich niet de weelde van een doorgaande lichtbebakening kan veroorlooven, late men alle vaste verlichting weg. Niets is gevaarlijker, dan zoo nu en dan op zeer groote afstand een vrijstralende lamp, die door den weggebruiker onvermijdelijk als een soort baken wordt geinterpreteerd en hem slechts in hooge mate misleidt, hem bovendien het effect zijner eigen verlichting bederft.

Voor markante punten geldt hier hetzelfde als bij de secundaire weg: sterkere verlichting van het markante punt, voldoende afscherming van de lichtbron.

DE ONTWIKKELING EN FABRICAGE DER MODERNE ZENDLAMPEN

door H. G. BOUMEESTER.

Samenvatting. De verbeteringen, die de verschillende onderdeelen van zendlampen ondergaan hebben en de hierdoor mogelijk geworden ontwikkeling der moderne zendlampen worden besproken; meer in het bijzonder komen de penthodes, de zendlampen voor ultra korte golven en die voor zeer groot vermogen ter sprake.

Inleiding

Sinds de Philips-fabrieken in 1919 voor het eerst zendlampen vervaardigden, hebben zoowel de fabricage als de toepassing van zendlampen een zeer belangrijke ontwikkeling doorgemaakt. De lampen, die destijds werden gefabriceerd, waren uitgerust met een wolfraamgloeidraad als electronenbron en hun energiedissipatie bedroeg slechts enkele tientallen watt. Eenige jaren later werden proeven verricht om de anode van de zendlamp met water te koelen teneinde een grootere dissipatie te kunnen bereiken. Daartoe werd een anode gebruikt van chroomijzer, een alliage, dat in het Philips-laboratorium werd ontwikkeld en een uitzettingscoëfficient heeft gelijk aan die van glas ($100 \cdot 10^{-7}$). In korte tijd vonden deze door water gekoelde zendlampen van groot vermogen allerwege hun toepassing; dertig van dergelijke lampen werden bijv. in 1926 parallel geschakeld gebruikt in het radiotelegrafiestation Rugby van de Engelsche P.T.T. Uit een laboratoriumproduct heeft zich in een tiental jaren een reeks van moderne zendlampen ontwikkeld, die tegenwoordig volgens zeer nauwkeurige fabricage-voorschriften in serie vervaardigd worden. De grootere typen kan men wel machines noemen, die gelijkstroomenergie omvormen in wisselstroomenergie van vrijwel iedere verlangde frequentie.

Deze vooruitgang is mogelijk geweest, doordat men o.a. voor het vervaardigen van de kathodes stoffen heeft gezocht en gevonden, die gemakkelijker electronen uitzenden. Eveneens zijn de roosters en anodes verbeterd, terwijl verder nieuwe glassoorten voor de lampenfabricage ontwikkeld werden en ook de vacuumtechniek sterk is vooruitgegaan. Verschillende physische en chemische verschijnselen, die bij de werking van de zendlampen een belangrijke rol spelen, zijn nader onderzocht, zooals bijv. de primaire en secundaire electronenemissie, het uitstralen van energie, de werking van stoffen, die gassen kunnen binden (zg. „getters"), enz. Wij willen hier een overzicht geven van algemeene kwesties, die met de fabricage en het gebruik van zendlampen samenhangen.

De electronenemissie door de kathode

De kathode, die de primaire bron van electronen is, moet in eerste instantie voldoen aan twee eischen:

1) ten koste van zoo weinig mogelijk verhittingsenergie het verlangde aantal electronen uitzenden;
2) een behoorlijke levensduur hebben.

Daar deze beide eischen een tegengestelde strekking hebben, moeten wij, zooals vaak in de techniek, een middelweg bewandelen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

Daarnaast moet de kathode ook nog voldoen aan eenige andere eischen. Zij moet nl. niet te sterk worden beinvloed door de temperatuur van de omringende electrodes en ook in lampen met tamelijk hooge anodespanning gebruikt kunnen worden. Aan deze eischen komt men een heel eind tegemoet door de electrodes een geschikte vorm te geven en hen in de lamp geschikt ten opzichte van elkaar te plaatsen.

Vanouds is een gloeiende wolfraamdraad als electronenbron gebruikt en ook thans vindt dit materiaal nog steeds toepassing in zendlampen, vooral in lampen met een anode, die door water gekoeld wordt. Het rendement van de thermische emissie van electronen, dat men met deze klassieke wolfraamkathodes kan bereiken, wordt steeds beter, naarmate de temperatuur van de gloeidraad hooger wordt gekozen. Bij hoogere temperatuur neemt echter ook de verdamping van de draad toe en dus de levensduur af. Bij een redelijke levensduur kan men 5 à 8 mA per watt bereiken. Vanzelfsprekend heeft men gezocht naar materialen met betere electronenopbrengst. Met wolfraamdraad, waaraan 1,5 tot 2 % thoriumoxyde toegevoegd is, verkrijgt men ca 80 mA/W. Een nog aanmerkelijk betere opbrengst wordt bereikt met de zg. oxyde kathode, die gemaakt wordt door barium-strontiumoxyde aan te brengen op een metaallaag, bijv. platina, nikkel, wolfraam, koper, verschillende alliages. Tijdens het praepareeren van deze kathode ontstaat dan aan de buitenkant een laagje bariumatomen. Hierdoor wordt de uittreearbeid van een electron zoo sterk verlaagd, dat een opbrengst van 200 tot 300 mA/W bereikt kan worden.

Men kan zelfs op nog hoogere waarden rekenen voor het geval, dat men te maken heeft met draden en kathodes, die in verhouding heel lang zijn, zoodat daarbij het afvoeren van de warmte langs de uiteinden van de draad geen rol van beteekenis speelt.

Terwijl deze oxyde kathodes in zendlampen van niet te groot vermogen met succes worden toegepast, stonden aanvankelijk de bovengenoemde secundaire eischen aan het gebruik in lampen van grooter vermogen en hooge spanningen in de weg. Desalniettemin is het toch mogelijk gebleken om ook een oxyde kathode aan te brengen in de grootste typen zendlampen, die niet met water worden gekoeld, zooals bijv. de penthode PC 3/1000. Deze lamp werkt met een anodespanning van 3000 volt, maar zonder bezwaar voor de kathode zou die spanning hooger genomen kunnen worden, bijv. 4000 of 5000 volt. Door het gebruiken van oxyde kathodes is het echter juist onnoodig om tot dergelijke spanningen te gaan, aangezien men nu beschikt over een overvloedige bron van electronen en er gewerkt kan worden met relatief hooge anodestroomen en lage anodespanningen. Bij toepassing in kleinere zenders is dit dikwijls voordeelig.

In ontvanglampen wordt veelvuldig gebruik gemaakt van zg. indirect verhitte kathodes. Bij zendlampen heeft het toepassen van deze indirect verhitte kathodes niet zooveel zin, hoewel er toch reeds enkele lampen mee worden vervaardigd, bijv. de penthode PE 1/50.

Materialen voor roosters en anodes

Het is de taak van een rooster in een zendlamp om de sterkte van de anodestroom te beinvloeden. Indien het rooster hierbij bovendien ook nog bijv. tengevolge van verwarming of door erop botsende electronen zèlf electronen zou gaan uitzenden, dan zou hierdoor de werking van de lampen schadelijk worden beinvloed. Door het rooster koel genoeg te houden is men altijd in staat er voor te zorgen, dat de primaire electronenemissie van het rooster zoo klein blijft, dat de goede werking van de lamp niet verstoord wordt. Door het aanbrengen van koelvinnen, koelribben, zware steunstaven, enz. kan men het afvoeren van warmte

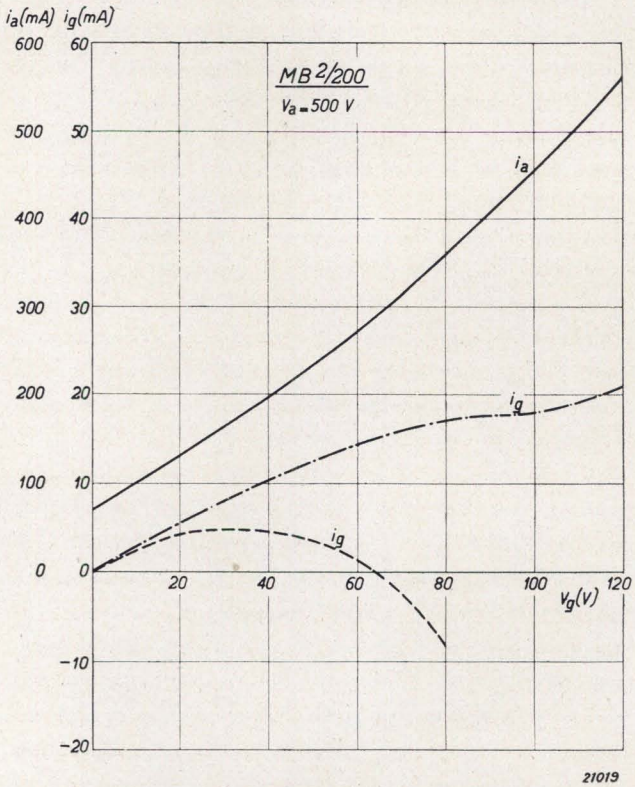


Fig. 1. Roosterstroom i_g en anodestroom i_a in afhankelijkheid van de roosterspanning V_g voor de zendlamp MB 2/200 met een zirkoonrooster —·—·—· en met een molybdeenrooster -----.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

dermate verbeteren, dat het rooster koud genoeg blijft.

Bij versterkerlampen voor lage frequentie geldt ook de volgende overweging betreffende het koel

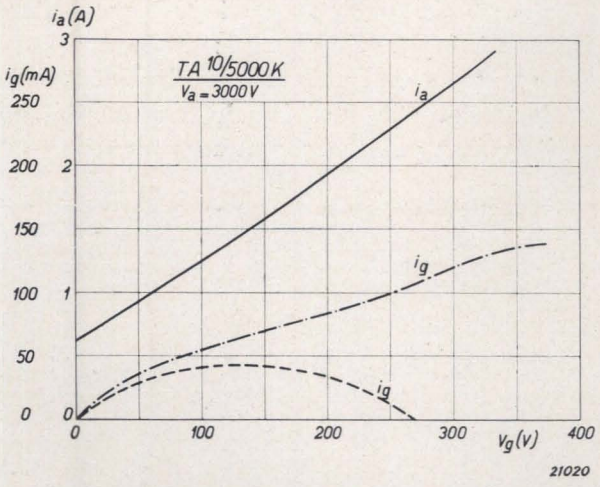


Fig. 2. Roosterstroom i_g en anodestroom i_a in afhankelijkheid van de roosterspanning V_g voor de zendlamp TA 10/5000 K. Voor een wolfraam-rooster ------ en voor een wolfraamrooster bespoten met zirkoonoxyde — · — · — · —

houden der roosters. Daar in dat geval met negatieve spanningen van het rooster wordt gewerkt, zoodat er geen electronenstroom naar het rooster vloeit, wordt er practisch geen warmte in de roosters zèlf opgewekt, maar wordt de temperatuurverhooging van het rooster vrijwel uitsluitend veroorzaakt door de warmtestraling van anode en kathode. Indien de warmte in het rooster zèlf zou worden opgewekt, dan zou dit gemaakt moeten worden van een materiaal, dat gemakkelijk warmte uitstraalt. Nu moet men echter voor roosters, die voornamelijk door kathode en anode verwarmd worden, juist een materiaal gebruiken, dat de warmte goed terugkaatst. Zilver en koper leenen zich goed voor dit doel. Met veel succes heeft men in deze gevallen roosters toegepast, die uit verkoperde draad waren gewikkeld.

Door de electrodes geschikt ten opzichte van elkaar te plaatsen en door zeer bepaalde materialen voor de roosters te gebruiken kan men voorkomen, dat de roosters merkbaar secundaire electronen gaan uitzenden. In *fig. 1* zijn voor een 200 watt versterkerlamp (MB 2/200) de anodestroom i_a en de roosterstroom i_g in milliampere geteekend als functie van de roosterspanning V_g in volt. De gestippelde lijn geldt voor een molybdeenrooster, dat bij hoogere roosterspanning zooveel secundaire electronen emitteert, dat de roosterstroom niet voortdurend stijgt met de roosterspanning en zelfs negatief wordt bij roosterspanningen boven 62 volt. Voor een uit zirkoondraad gewikkeld rooster is de secundaire emissie zoo klein, dat daarbij de roosterstroom i_g wèl voortdurend toeneemt met de roosterspanning, zooals de streep-punt-kromme aangeeft.

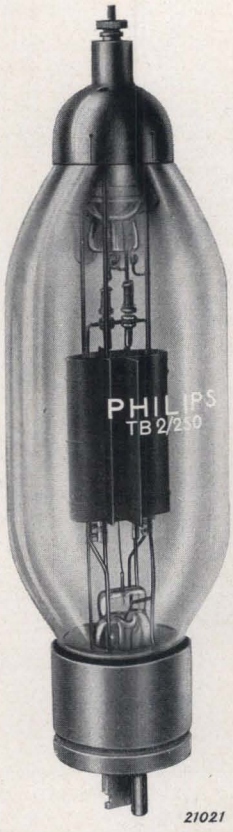


Fig. 3. Afbeelding van de triode TB 2/250.

Een dergelijk resultaat is ook te bereiken door een met zirkoonoxyde bedekt wolfraamrooster. In *fig. 2* zijn voor een lamp met een door water gekoelde anode de anodestroom i_a in ampere en de roosterstroom i_g in mA geteekend als functie van de roosterspanning V_g in volt. De stippellijn geldt voor een wolfraamrooster, waarvan de secundaire emissie bij roosterspanningen boven 270 V zoo groot is, dat de roosterstroom i_g negatief wordt. Bedekt men het wolfraamrooster met zirkoonoxyde, dan wordt de secundaire emissie teruggebracht tot een volkomen toelaatbare waarde, want de roosterstroom neemt dan zeer regelmatig toe met de roosterspanning, zooals de streep-punt-kromme ons duidelijk laat zien.

Teneinde de afmetingen van de zendlamp zoo klein mogelijk te houden moet men de warmtebelasting van de anode zoo groot mogelijk maken en dus de bedrijfstemperatuur van de anode zoo hoog opvoeren, als in verband met de eisch van een blijvend goed vacuum toelaatbaar is. Wordt de anode niet door water gekoeld, dan is het dus zeer gewenscht om voor de anode een materiaal

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

te gebruiken, dat gemakkelijk warmte uitstraalt. Gecarboniseerde nikkelplaat is een materiaal met een groote warmtestraling, dat reeds sinds lang wordt toegepast in lampen met oxyde kathodes. Ook heeft men anodes wel van graphiet gemaakt. Dit levert echter bezwaren op in lampen met hoogere anodespanningen, daar het graphiet niet zoo gemakkelijk is te ontgassen en de neiging heeft om kleine deeltjes los te laten, die aanleiding tot vonkvorming in de lamp kunnen geven.

Bedekt men de anode met een laag zeer fijn verdeeld metaal in plaats van grafiet dan verkrijgt zij ook een zwart uiterlijk. Inderdaad straalt zij dan gemakkelijk warmte uit en kan zeer goed worden gebruikt in zendlampen. Wolfraampoeder kan tegenwoordig gemaakt worden met een gemiddelde diameter der deeltjes van ongeveer 10^{-6} cm.

Fig. 3 geeft de triode TB 2/250 weer, die uitgerust is met een molybdeenanode, waarop een goed hechtende laag van zulk wolfraampoeder is aangebracht.

Mechanische bouw

Het is gewenscht bijzondere zorg te besteden aan de mechanische bouw der lampen met het oog op het transport over groote afstanden en op het gebruik in verplaatsbare zenders, scheepszenders en vliegtuigzenders. De electrodes worden veelal onderling en ten opzichte van de ballon ondersteund door middel van keramische isolatiestukken met goede electrische eigenschappen, of van mica.

Fig. 4. Foto van de zendlamp TC 2/300. De anode is aan de bovenzijde gelascht aan een chroomijzeren plaat, die in de ballon is ingesmolten en is aan de onderzijde door middel van een micaschijf tegen de ballon gesteund. De keramische isolatiestukken zijn boven en onder de anode duidelijk te zien.

Teneinde in de lamp een goed vacuum te kunnen krijgen en te houden moeten deze materialen, alvorens zij in de lamp kunnen worden gebruikt, een speciale behandeling ondergaan.

Als voorbeeld van de mechanische bouw van een zendlamp is in *fig. 4* de voor gebruik op ultra korte golven bestemde lamp TC 2/300 afgebeeld. Rooster en gloeidraad zijn met behulp van keramische isolatiestukken gesteund en van de anode geisoleerd.

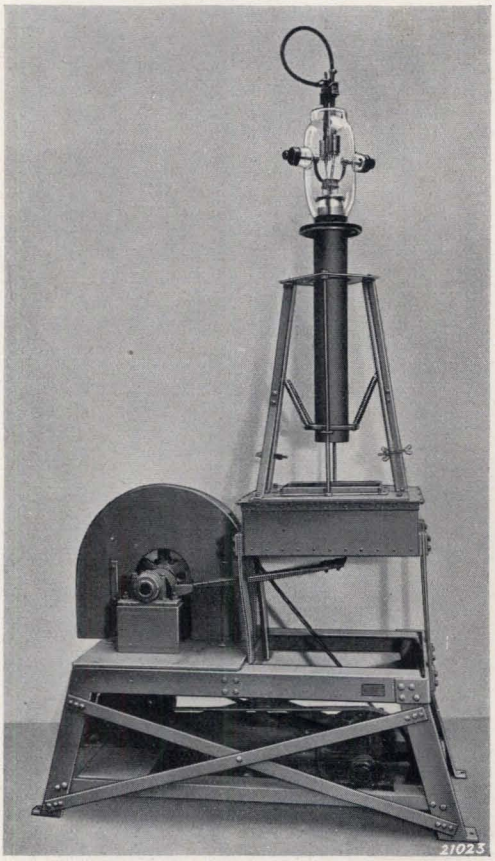


Fig. 5. De installatie voor de schokkeuring aan de groote zendlamp TA 20/250.

Voordat de zendlampen de fabriek verlaten, ondergaan zij een schokkeuring, die voor de grootere soorten individueel wordt uitgevoerd en voor de kleinere steekproefsgewijze. In *fig. 5* is een installatie weergegeven, waarop de grootste zendlampen van 100 en 250 kW vermogen gedurende twee uren worden geschokt met 240 schokken per minuut. Daarna wordt een röntgenfoto gemaakt om te controleeren of rooster en gloeidraad mechanisch intact en op hun plaats gebleven zijn; tenslotte wordt de lamp nogmaals volledig electrisch doorgemeten.

Zonder thans in den breede de verschillende door de Philips-fabrieken vervaardigde zendlampen te gaan beschrijven, willen wij toch niet nalaten het hier behandelde nader toe te lichten met enkele voorbeelden van de belangrijkste typen van onze zendlampen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

Tetrodes en penthodes

Evenals men bij ontvanglampen in de loop der jaren van triodes is overgegaan op schermroosterlampen, o.a. wegens de kleine capaciteit tusschen rooster en anode, heeft er ook een dergelijke ontwikkeling plaats gehad bij de zendlampen. Reeds sinds acht jaar wordt door Philips een serie tetrodes vervaardigd, die bij gebruik in zenders het voordeel hebben, dat daarbij geen neutrodynisatie noodig is.

Een verdere belangrijke stap, die in de laatste jaren werd gezet op de weg der ontwikkeling van meerroosterlampen, bestond in de vervaardiging van een volledige serie penthodes *(fig. 6)*. Hierbij heeft men het voordeel, eenvoudig en economisch te kunnen moduleeren in het derde rooster (vangrooster), terwijl deze lampen bovendien met een beter rendement werken dan de tetrodes. Deze lampen worden o.a. in televisiezenders gebruikt. De kleinste lamp van deze serie (fig. 6) heeft een vermogen van 15 W, de grootste zonder waterkoeling is PC 3/1000 voor 1 kW, terwijl de lamp PA 12/15 met water wordt gekoeld en een vermogen van 15 kW levert.

Zendlampen voor hooge frequenties

In de laatste jaren heeft men steeds meer behoefte gekregen aan zendlampen, die met een behoorlijk rendement kunnen werken bij frequenties van meer dan $30 \cdot 10^6$ perioden per sec, dwz. met golven kleiner dan 10 m. Dergelijke ultra korte electrische golven worden nl. steeds meer gebruikt bij de televisie, de diathermie en voor speciale signaleermethoden met militair doel of bij verkeersregeling.

Fig. 7. Afbeelding van de zendtriode TB 1/60.

Voor deze extreem hooge frequenties moet alles in de zendlamp zoo klein mogelijk worden gehouden, omdat de looptijden der electronen niet meer te verwaarloozen zijn ten opzichte van een periode der electrische trilling. Ook zorgt men ervoor, dat de capaciteiten klein worden gehouden en de toevoerleidingen zeer kort, teneinde de zelfinductie daarvan binnen redelijke grenzen te laten blijven. Aangezien wij echter ook een groot vermogen uit deze zendlampen willen halen, moeten zij daartoe toch niet àl te klein uitvallen, zoodat men hier weer op een compromis aangewezen is.

In *fig. 7* is een triode TB 1/60 voor ultra korte

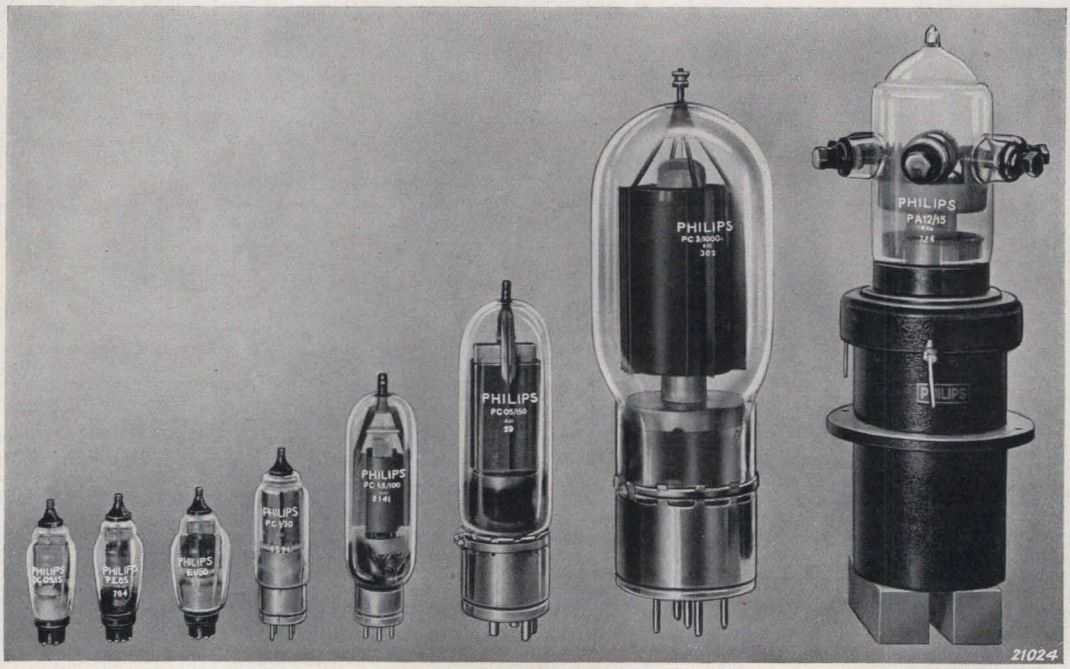


Fig. 6. Serie-penthodes, waarvan de kleinste voor een vermogen van 15 W geschikt is en de grootste zonder waterkoeling (PC 3/1000) voor 1 kW, terwijl men met de door water gekoelde penthode PA 12/15 komt tot een vermogen van 15 kW.

Digitized by www.freeservicemanuals.info
Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

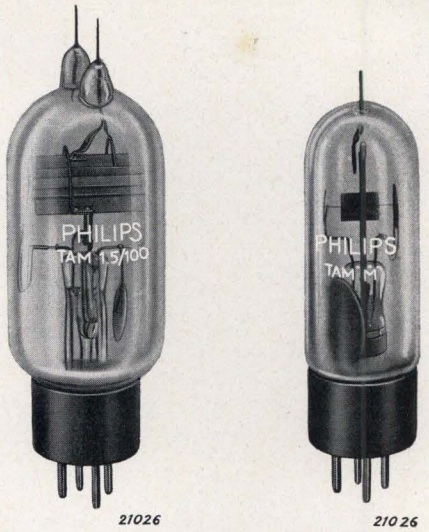


Fig. 8. Foto van de magnetrons TAMM en TAM 1,5/100.

golven afgebeeld, waaraan de korte toevoerdraden duidelijk zijn te zien. Teneinde een flink vermogen (60 W bij een golflengte van 4 à 5 m) te kunnen bereiken, is de anode van kool vervaardigd. Deze zendlamp is nog bruikbaar tot golven van ongeveer 1 m, waarbij dan echter slechts een vermogen van enkele watt wordt afgegeven.

Een ander punt, dat bij zendlampen voor ultra korte golven van veel belang kan worden, zijn de groote diëlectrische verliezen in de isolatoren, speciaal bijv. in het glas van de ballon. Het is mogelijk, indien men niet de noodige voorzorgsmaatregelen neemt, dat deze verliezen een zoo sterke verhitting van het glas veroorzaken, dat hierdoor en mede door electrolyse van het glas de ballon geheel wordt vernield. Bij de in fig. 4 afgebeelde zendlamp TC 2/300 zijn daarom de doorvoeren der verschillende electrodes door hun onderlinge opstelling in de ballon over zoodanig lange wegen over het glas van elkaar gescheiden, dat dit electrisch hierdoor niet meer zwaar wordt belast. Deze zendlamp is speciaal ontwikkeld om te worden gebruikt in toestellen voor diathermie en heeft dan een toelaatbare anodedissipatie van 300 W.

Voor speciale signaleermethoden is het frequentiegebied boven $300 \cdot 10^6$ perioden per sec van belang, dwz. golven kleiner dan 1 m. Daar lampen met één of meer roosters in dit frequentiegebied in diverse schakelingen toch nooit meer dan enkele watt nuttig vermogen kunnen leveren, komen zij hiervoor nauwelijks in aanmerking. Met lampen, waarin de electronen op hun weg worden afgebogen door een axiaal veld van een permanente magneet, zg. magnetrons, kan men daarentegen bij dergelijke golflengten nog wel werken met een behoorlijk rendement.

In *fig. 8* zijn twee van dergelijke magnetrons afgebeeld, nl. TAMM met twee anodes en TAM 1,5/100 uitgerust met 4 anodes, die kruisgewijze zijn doorverbonden. Bij $600 \cdot 10^6$ perioden per sec. geeft deze laatste bijv. een nuttig vermogen af van 50 tot 60 W met een rendement van ca 40 %. De eerste kan nog behoorlijk functionneeren bij een frequentie van $1200 \cdot 10^6$ perioden per sec. en levert dan 7 W met een rendement van 10 %. Zij werkt dan met een magnetische veldsterkte van ca 1000 Gauss. De ontwikkeling van deze zendlampen schrijdt nog steeds voort in de richting van grooter vermogen en hoogere frequentie.

Zendlampen voor een nuttig vermogen van minstens 100 kilowatt

Door water gekoelde zendlampen van groot vermogen zijn voor verschillende omroepzenders door

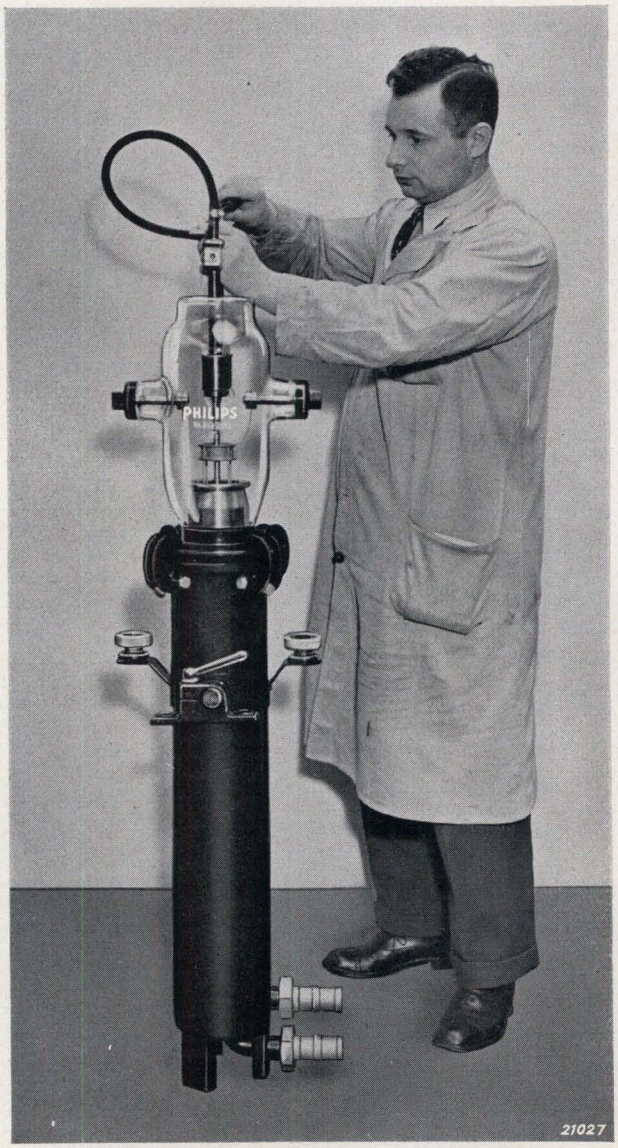


Fig. 9. De groote zendlamp TA 20/250 met waterkoeling voor een vermogen van 250 kW.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

de Philips-fabrieken vervaardigd. Het grootste type *(fig. 9)*, de TA 20/250, kan op lange golven een nuttig vermogen van 250 kW leveren; met de koeler inbegrepen is deze lamp 1,40 m hoog. De gloeidraad bestaat uit 12 stukken, elk ca $^1/_2$ m lang; dank zij een centrale staaf, die boven in de lamp kan glijden door twee isolatiestukken, vormt hij een robust en in zichzelf gesteund geheel. Deze gloeidraad verbruikt 15 kW (425 A bij 35 V). Om een dergelijke groote stroom door het glas te voeren, zijn speciale voorzorgen noodig; o.a. worden de gloeidraadpolen door water gekoeld. Het type voor een vermogen van 100 kW, de TA 18/100 000, heeft een gloeistroom van 207 A; het is gelukt deze groote stroom zonder eenige geforceerde koeling (door water of lucht) in de lamp te voeren door gebruik te maken van ruim gedimensioneerde chroomijzeren cylinders, die aan het glas gelascht zijn.

Teneinde deze lampen zoo economisch mogelijk te laten werken is ook de anodespanning zoo hoog opgevoerd als toegelaten kan worden met oog op het betrouwbaar functionneeren. Voor de in fig. 9 afgebeelde lamp TA 20/250 is bijv. een spanning van 20 000 volt gekozen. Om hetzelfde vermogen te verkrijgen bij 10 000 V hadden wij de anodestroom en derhalve ook de gloeistroomenergie moeten verdubbelen. Inplaats van 15 kW, zooals nu noodig is, had zij dan dus 30 kW moeten bedragen. Dit beteekent bij 5000 bedrijfsuren per jaar, wat normaal is voor een omroepzender, en bij 3 cent per kWh een extra bedrag aan electrische stroom van ruim 2000 gulden per lamp per jaar!

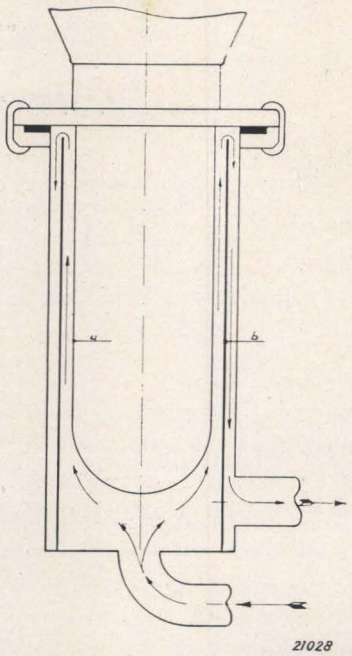


Fig. 10. Schema van de watercirculatie van de groote zendlampen, waarbij geen doode hoeken ontstaan.

Voor de anodekoeling dient een speciaal circulatiesysteem *(fig. 10)*, waarbij er voor wordt gezorgd, dat het water overal regelmatig langs de anode stroomt met een gemiddelde snelheid van 2 m/sec (nl. met 120 liter/min). Dientengevolge is het mogelijk de anode met 100 W/cm² te belasten.

Digitized by www.freeservicemanuals.info
Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

PHYSISCHE GRONDSLAGEN VAN MET GAS GEVULDE GELIJKRICHTERS MET GLOEIKATHODE

door M. J. DRUYVESTEYN en J. G. W. MULDER.

Samenvatting. Enkele verschijnselen die belangrijk zijn voor de werking van een met gas gevulde gelijkrichterbuis met gloeikathode worden verklaard aan de hand van een algemeene beschouwing over de spanning-stroomkarakteristiek van een gasontlading. De constructies van eenige gelijkrichterbuizen voor verschillende stroomsterkten en spanningen worden besproken.

Inleiding

Terwijl men de vaste en vloeibare stoffen in electrisch opzicht verdeelen kan in geleiders en isolatoren, kunnen de gassen al naar de omstandigheden geleiders of isolatoren zijn. Een gas is gewoonlijk een uitstekende isolator; wordt het echter voldoende geioniseerd, dan geleidt het de electriciteit goed. Bij een met gas gevulde gelijkrichterbuis brengt men nu bij de eene poolrichting der spanning het gas in de geleidende toestand, terwijl men er voor zorgt, dat, wanneer de richting van de spanning omkeert, het gas goed isoleert. Deze eigenschap wordt in met gas gevulde gelijkrichterbuizen meestal bereikt door als kathode voor de geleidende toestand een gloeikathode dan wel een kwikkathode te gebruiken. Wij willen hier slechts gelijkrichters met gloeikathode beschouwen. Wij zullen daarbij voornamelijk de physische verschijnselen in de gelijkrichterbuis beschrijven. De schakelingen blijven buiten beschouwing.

Karakteristiek van een ontlading

Om ons de werking van een met gas gevulde gelijkrichterbuis duidelijk te maken, stellen we ons eerst een zeer eenvoudige ontladingsbuis voor, bevattende twee metalen platen op een afstand van bijv. 1 cm; de buis bevat een edelgas met een druk van enkele mm. *Fig. 1* geeft schematisch de

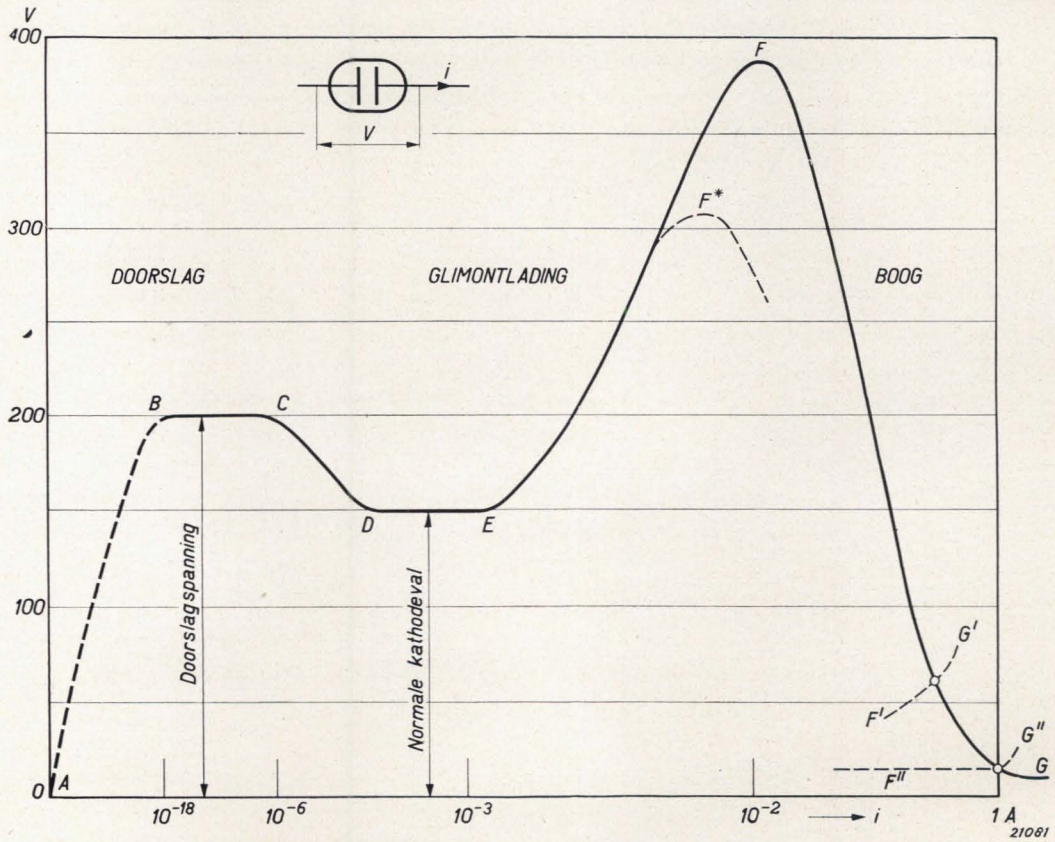


Fig. 1. Schematische spanning-stroomkarakteristiek van een ontlading tusschen evenwijdige platen. Enkele stroomwaarden zijn, hoewel niet op schaal, vermeld, om aan te geven, bij welke orde van grootte van de stroom een bepaald ontladingstype optreedt.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

karakteristiek *(ABCDEFG)* van deze buis, d.i. het verband tusschen de spanning V op de buis en de stroom i door de buis. Al direct ziet men uit fig. 1, dat een gas als isolator en als geleider kan optreden; bij 20 V kan bijv. een stroom van omstreeks 10^{-20} ampere (in het gestippelde gedeelte *AB*) of een stroom van meerdere ampere (bij *G*) passeeren. Bij een spanning van 180 V behooren zelfs vier waarden van de stroom. Het verschijnsel, dat bij één waarde van de spanning meerdere stroomwaarden kunnen behooren, is typisch voor het geheele gebied der gasontladingen.

De beschreven karakteristiek geldt niet slechts voor een ontlading tusschen evenwijdige platen maar ook voor eenigszins andere vormen en opstellingen van de electrodes. Essentieele veranderingen treden echter in de karakteristiek op indien de electrodes zich niet meer in één ballon bevinden, maar bijv. in twee verschillende ballons die door een lange buis verbonden zijn, en verder bij extreem hooge of extreem lage drukken.

Wij willen nu trachten, de verschillende deelen der karakteristiek eenigszins te verklaren. De zeer zwakke stroom in het isoleerende gebied *AB* ontstaat voornamelijk, doordat het veld de altijd in een gas aanwezige ionen naar de platen trekt. Bij *B* neemt de stroom sterk toe, en de zg. doorslag treedt op. Bij de doorslagspanning is het veld zoo groot, dat een voldoende aantal electronen een snelheid krijgt, die groot genoeg is om gasatomen te ioniseeren; de gevormde positieve ionen gaan naar de kathode (negatieve plaat) en maken daaruit electronen vrij. De stroom neemt sterk toe *(BC)*, hierdoor treden ruimteladingen op, waardoor het veld niet meer homogeen blijft; zoo ontstaat een glimontlading *(DEF)*. Het veld is nu geconcentreerd op een dun gaslaagje bij de kathode, waar de kathodeval optreedt; tusschen de grens van deze kathodeval en de anode (positieve plaat) is slechts een gering spanningsverschil aanwezig. De normale kathodeval [1]) is kleiner dan de doorslagspanning, hetgeen mogelijk is, doordat bij het aangeduide veldverloop de electronen een grooter deel der uit het veld opgenomen energie voor ionisatie gebruiken dan bij de doorslag. In het deel *EF* neemt de kathodeval weer toe met toenemende stroom, steeds zijn de spanning V op de buis en de kathodeval vrijwel aan elkaar gelijk (dit geldt van *D* tot *G*).

Tot nu toe werden de electronen uit de kathode

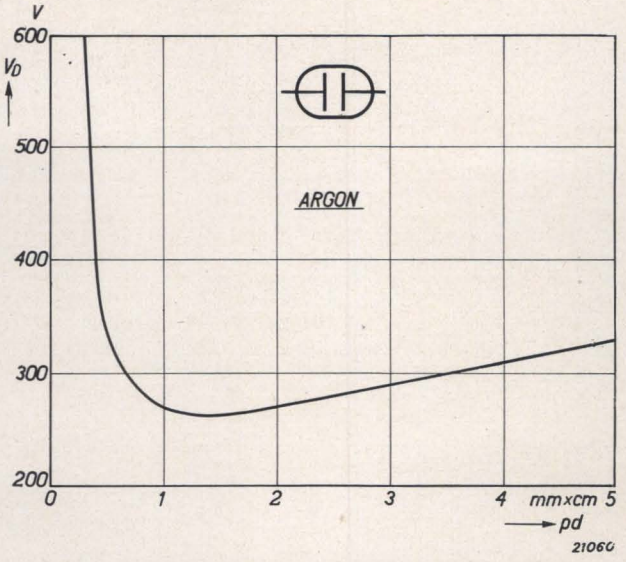


Fig. 2. Doorslagspanning V_D voor argon in een buis met evenwijdige platen, als functie van het product van gasdruk en electrodenafstand (kromme van Paschen).

vrijgemaakt door de positieve ionen, die de kathode treffen. De ionen treffen met groote snelheid op de kathode en zullen deze bij toenemende stroom meer verwarmen. Bij *F* treedt een nieuw verschijnsel op; de temperatuur van de kathode is zoo hoog geworden (bij wolfraam omstreeks 1750 °C), dat hij thermisch electronen gaat emitteeren; nu behoeven de electronen dus niet meer allen uit de kathode bevrijd te worden door de positieve ionen en hierdoor zal de kathodeval dalen: er is nu een boog met warme kathode ontstaan. De brandspanning kan zeer laag worden, zelfs lager dan de ionisatiespanning van het gas en groote stroomen kunnen het gas passeeren. In het gebied *FG* (sterk dalende V bij toenemende i) stijgt de temperatuur der kathode. De maximale waarde van de stroom wordt bij constante temperatuur der kathode hoofdzakelijk bepaald door de thermische electronenemissie.

Varieert men de stroom niet, zooals tot nu toe verondersteld werd, langzaam, waarbij men het tot stand komen van de evenwichtstoestand afwacht; maar bepaalt men, hoe V varieert met een snelle verandering van i, waarbij de temperatuur der kathode constant blijft, omdat deze eenige tijd noodig heeft zich in te stellen, dan zal men de gestippelde karakteristieken $F'G'$, en $F''G''$ vinden (waarbij de temperatuur op $F'G'$ lager is dan op $F''G''$).

De vorm der karakteristiek van fig. 1 hangt van een aantal factoren af, zooals de aard van gas en kathode en van de gasdruk. De doorslagspanning hangt af van het product van gasdruk p en afstand der platen d. *Fig. 2* geeft deze afhankelijkheid weer voor argon en een ijzeren kathode.

[1]) Bij de normale kathodeval *(DE)* gaat de stroom slechts naar een deel der kathode, terwijl bij de anomale kathodeval *(EF)* de stroom naar de geheele kathode gaat.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

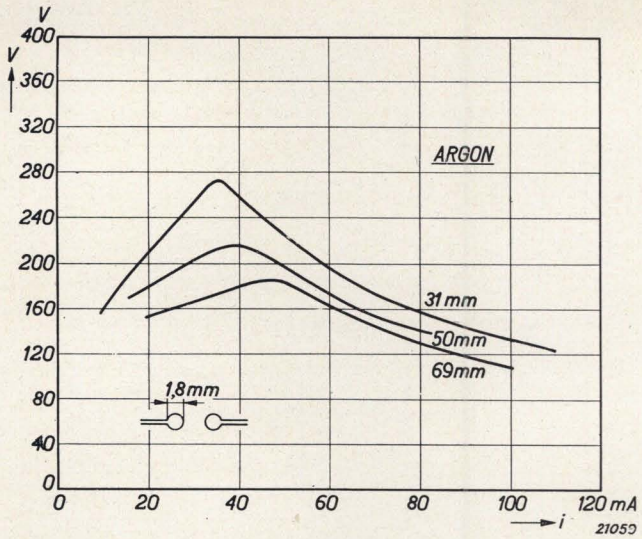


Fig. 3. Overgang van de glimontlading naar de boog in argon voor een ontlading tusschen wolfraambolletjes.

Fig. 3 geeft de spanning op een buis in afhankelijkheid van de stroom over het stuk *EFG* bij enkele gasdrukken, waarbij als electroden twee wolfraambolletjes werden gebruikt met een diameter van 1,8 mm. Deze vorm van de electrodes werd gekozen, omdat men in het overgangsgebied van glimontlading naar boog tusschen vlakke platen moeilijk reproduceerbaar meten kan. Men ziet, dat het stuk *EF* des te steiler loopt en de maximale waarde der spanning des te hooger is, naarmate de gasdruk lager wordt gekozen.

Gelijkrichterbuis met gloeikathode

Bij een met gas gevulde gelijkrichterbuis tracht men er steeds voor te zorgen, dat bij de eene richting der spanning een boog ontstaat, terwijl bij de omgekeerde poolrichting het gas isoleert of slechts een glimontlading ontstaat. Bij deze laatste poolrichting stelt zich dus een ontlading in op één der beide stijgende takken van fig. 1: *AB* of *EF*. Om het ontstaan van een boog in de stroomgeleidende richting te vergemakkelijken, gebruikt men bij de hier te bespreken gelijkrichterbuizen een gloeikathode meestal een oxyde kathode. Deze kathode wordt door een gloeistroom (direct of indirect) verwarmd tot een temperatuur, waarbij hij electronen kan emitteeren. De boog zal dus ongeveer een karakteristiek hebben als *F''G''* in fig. 1.

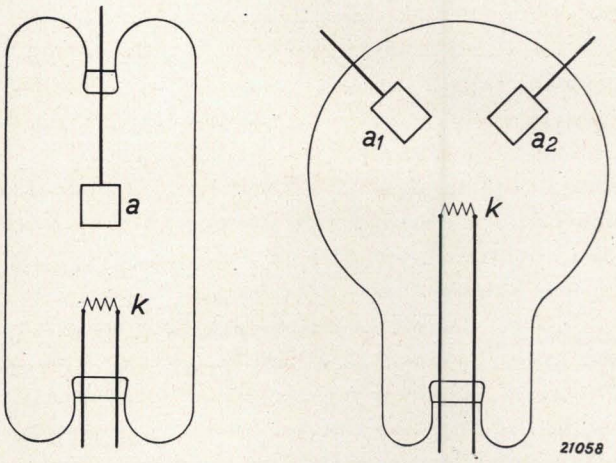


Fig. 4. Een enkelfasige en een tweefasige gelijkrichterbuis met gloeikathode.

Fig. 4 geeft links een enkelfasige gelijkrichterbuis aan; *k* is de gloeikathode, *a* de anode. We zullen ook van de „anode" *a* spreken als deze negatief ten opzichte van *k* is en dus als kathode van een glimontlading kan werken. De rechter figuur toont een tweefasige gelijkrichterbuis met twee anodes a_1 en a_2. Bij de gebruikelijke schakeling van een dergelijke buis is de situatie zoodanig, dat op het oogenblik, dat een boog aanwezig is tusschen *k* en a_1, a_2 negatief is ten opzichte van *k* en omgekeerd.

De levensduur der buis wordt dikwijls daardoor bepaald, dat bij de boog (*k*—, *a*+) de positieve gasionen met zoo'n groote snelheid op de gloeikathode vallen, dat zij soms atomen er van afslaan (kathodeverstuiving). Om de verstuiving eener oxyde kathode gering te maken, moet de snelheid der ionen, als zij de kathode treffen, niet te groot zijn. Daar bij een druk lager dan enkele mm de positieve ionen vrijwel niet tegen gasatomen botsen bij het doorloopen der kathodeval en dus de geheele daar verkregen versnelling accumuleeren, moet de kathodeval laag zijn om een groote levensduur te bereiken.

Wij willen aan de hand van fig. 1 de belangrijkste verschijnselen bespreken, die optreden bij de boog met gloeikathode (*k*—, *a*+) en de maatregelen, die genomen moeten worden om te voorkomen, dat een boog in tegengestelde richting ontstaat (dus *k*+, *a*—); immers als zulk een boog zou ontstaan richt de buis niet meer gelijk.

De boog

Het potentiaalverloop in de boog van een buis met gloeikathode (zooals fig. 4) is meestal als volgt: vlak bij de kathode stijgt de potentiaal snel binnen een afstand van 0,1 mm, er treedt dus ook bij een boog een kathodeval (van bijv. 15 V) op. Daarna is de electrische veldsterkte veel kleiner en verandert de potentiaal nog maar enkele volts, meestal treedt in dit gebied een potentiaalmaximum op. Om naar de anode te komen moeten de electronen dus een vertragend electrisch veld overwinnen, wat mogelijk is door diffusie. Dit sterk geioniseerde deel

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

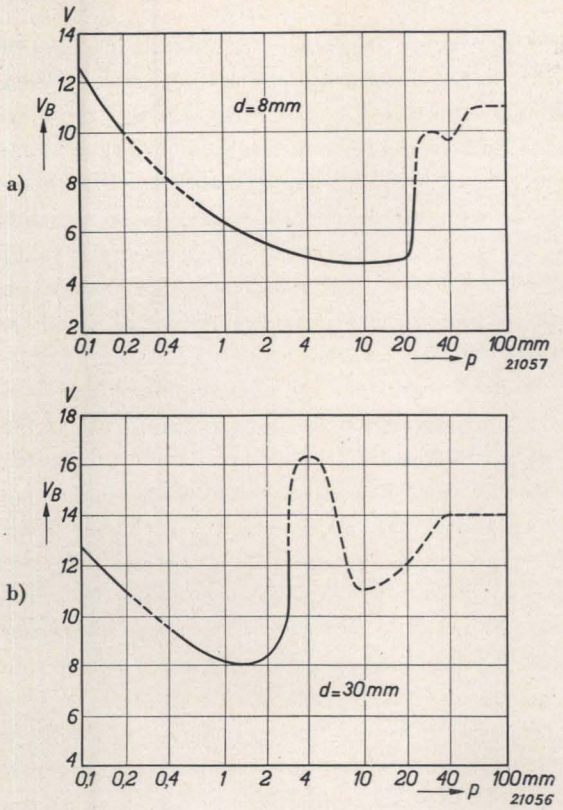


Fig. 5 Brandspanning V_B in afhankelijkheid van de argondruk bij 0,5 A en electrodenafstand a) van 8 mm, b) van 30 mm.

der ontlading, waar kleine velden heerschen, wordt vaak plasma genoemd. Soms wordt het electrisch veld bij de anode weer grooter en versnellend voor de electronen: er treedt dan een anodeval op.

Deze anodeval, die dikwijls oscilleert, treedt slechts op indien het aantal botsingen van de electronen tegen de gasatomen een bepaalde waarde overschrijdt. Dit aantal botsingen zal hoofdzakelijk afhangen van het product van de gasdruk en de afstand der electrodes.

De brandspanning V_B is gelijk aan de som van de kathodeval, het potentiaalverschil in het plasma en de anodeval. *Fig. 5 a)* en *b)* geeft twee voorbeelden van de brandspanning in een gelijkrichterbuis met oxyde kathode als functie van de gasdruk (argon). In het gestippelde deel der krommen treden laagfrequente trillingen van de brandspanning op [2]). Men ziet, dat een minimum in de brandspanning tusschen 3 en 20 mm (resp. tusschen 1 en 2,5 mm) optreedt. De plotselinge stijging (in fig. 5a bij 25 mm, in fig. 5b bij 3 mm) is waarschijnlijk te wijten aan een anodeval, die bij een druk boven deze waarden optreedt (zie *tabel I*).

[2]) Terwijl de oscillaties van V_B bij hooge druk in fig. 5 en 6 waarschijnlijk aan de anodeval te wijten zijn, geldt dit niet voor de oscillaties, die in de buurt van 0,3 mm optreden.

Tabel I

afstand kathode - anode	Argondruk, waarboven een anodeval optreedt
8 mm	25 mm
20 mm	8 mm
30 mm	3 mm

Het stijgen der spanning bij afnemende druk onder 1 mm is te wijten aan de kathodeval, die, zooals we zullen zien, stijgt bij afnemende gasdruk en die vrijwel constant is boven enkele mm. De laagste waarde van de kathodeval is meestal lager dan de ionisatiespanning, die bij de in aanmerking komende gassen 10 tot 25 V bedraagt.
De stijging van de kathodeval bij afnemende druk en constante stroomsterkte is des te kleiner, naarmate de gebruikte kathode grootere afmetingen heeft.

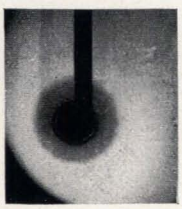
We zullen trachten, het verloop van de kathodeval als functie van de druk eenigszins te verklaren. De kathodeval wordt hier bepaald door de voorwaarde, dat n electronen, die de kathode verlaten, zooveel gasatomen moeten ioniseeren, dat de gevormde positieve ionen, die bij de kathode komen, de ruimtelading der electronen zoodanig compenseeren, dat weer n electronen de kathode kunnen verlaten. Per botsing neemt tot ca 100 V de kans op ionisatie toe met de snelheid der electronen. Hieruit volgt, dat bij lagere druk, dwz. minder botsingen, het benoodigde aantal ionisaties slechts kan plaats vinden bij een grootere snelheid der electronen, dus bij een hoogere kathodeval. De gemeten toename van de kathodeval bij afnemende druk is echter grooter dan uit het bovenstaande alleen zou volgen. Er is dan ook nog een tweede reden voor aan te wijzen. De electronen, die uit de kathode komen, worden in de kathodeval versneld en een bundel van electronen met groote snelheid treedt in het plasma. Nu verliest deze bundel zoowel energie door botsing dezer electronen tegen gasatomen, waarbij soms ionisatie optreedt, als ook doordat energie wordt afgestaan aan de langzame electronen. Terwijl de eerste oorzaak van het energieverlies sterk van de gasdruk afhangt, zal de tweede oorzaak voornamelijk door de concentratie der langzame electronen bepaald worden, dus van de stroomdichtheid afhangen. Daar bij lage druk de electronen een lange weg moeten afleggen voordat ze een gasatoom ontmoeten, is het dan bij groote stroomsterkte waarschijnlijk, dat ze reeds een deel van hun energie aan langzame electronen hebben afgestaan.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

Het is nu begrijpelijk, dat bij gebruik van een grootere kathode de kathodeval bij lage druk kleiner is, daar dan de stroomdichtheid en dus de concentratie der electronen in de nabijheid der kathode kleiner is, wat een geringere energie-overdracht der snelle electronen aan de langzame tengevolge heeft. Daar de kathodeval daalt met toenemende gasdruk zal de levensduur der oxyde kathode (die immers door eventueel optredende kathodeverstuiving bepaald wordt) hierbij toenemen. Overschrijdt de gasdruk echter een waarde van enkele cm, dan neemt de levensduur door verschillende oorzaken weer af.

De wisselwerking tusschen de snelle electronen van de bundel en de langzame electronen van het plasma is direct zichtbaar aan een kort geleden gevonden donker laagje („verstrooiingslaagje" [3])), dat kan optreden om de gloeikathode van een boog. Uit de kathodeval komt de gerichte bundel van snelle electronen, deze bundel geeft niet alleen energie af aan de langzame electronen, maar wordt ook door deze verstrooid, waardoor snelle electronen van alle richtingen ontstaan, die lang heen en weer loopen en dan vele gasatomen tot lichten brengen. Hierdoor kan dicht bij de kathode minder licht worden uitgestraald dan op een iets grootere afstand. *Fig. 6* geeft een foto van dit laagje bij 0,05 mm argon en 2A. De dikte van het laagje neemt af met toenemende stroomsterkte, omdat bij grootere stroomdichtheid de concentratie der electronen grooter is en dus ook de verstrooiing eerder optreedt.



21077

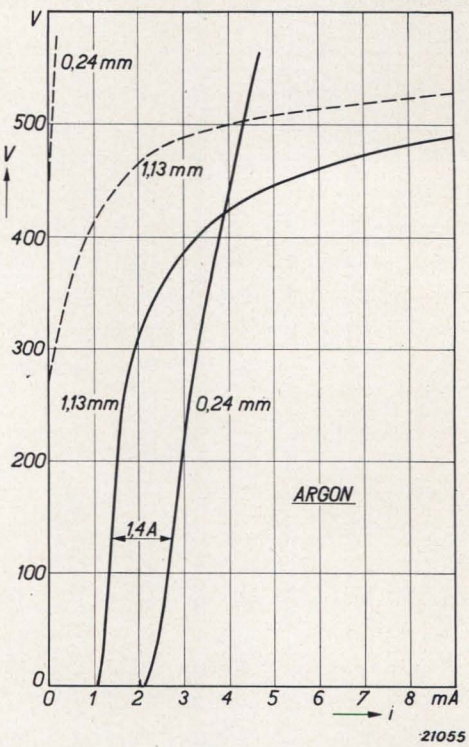
Fig. 6. Rondom de indirect verhitte kathode, die op de foto als een zwarte cirkel met heldere rand gezien wordt (diameter 4 mm), ziet men de donkere laag van de kathodeval (dikte 0,1 mm) en daaropvolgend de donkere „verstrooiingslaag" (dikte ruim 2 mm); hierop volgt het licht van het plasma. Links onderaan ziet men de wand van de buis.

Terugslag

Het kan voorkomen, dat indien de poolrichting zoodanig is dat de buis behoort te isoleeren, plotseling terugslag optreedt en geen gelijkrichting plaats vindt. De glimontlading, die ontstaat, als de betrekkelijk koude anode der gelijkrichterbuis negatief is, is dan plotseling omgeslagen in een boog. Indien deze overgang, die men terugslag noemt, optreedt, vindt geen gelijkrichting meer plaats en men moet er dus voor zorgen, dat terugslag niet of slechts zelden optreedt gedurende de vereischte levensduur der buis. Uit fig. 1 zou men de conclusie kunnen trekken, dat, indien de tegenspanning maar onder een bepaalde waarde (punt F, fig. 1) bleef, geen terugslag zou kunnen optreden.

Dit is echter niet geheel juist, daar in fig. 1 normale omstandigheden werden aangenomen en in het bijzonder verondersteld werd, dat de geheele kathode zich op eenzelfde temperatuur bevindt en dat deze temperatuur een bepaalde waarde moet overschrijden, opdat een boog ontstaat. Hoewel dit een normaal geval is, kan door toevallige omstandigheden de temperatuur der anode in een gelijkrichterbuis wel eens ongelijkmatig zijn; er zal dan een boog (dus terugslag) optreden op het warmste gedeelte der (negatieve) anode; er kan dus bij lagere spanning al een boog ontstaan (F^* in plaats van F in fig. 1) dan in het geval van een gelijkmatige verwarming.

In de praktijk kan terugslag van een gelijkrichterbuis door een aantal oorzaken optreden [4]); wij willen hier slechts de terugslag beschouwen, die door de boven beschreven verwarming van een deel der anode veroorzaakt wordt. De kans op terugslag kan klein gehouden worden o.a. door de anode koud te houden en door als anodemateriaal een stof te nemen met een kleine thermische electronenemissie, zooals grafiet. Hoewel meestal de verwarming der anode in de stroomgeleidende richting het grootst is, is voor terugslag daarenboven stroom en spanning bij de niet-doorlatende



21055

Fig. 7. Verband tusschen stroom i en spanning V van één anode van een tweefasige gelijkrichterbuis, waarbij naar de andere anode 1,4 A (getrokken lijn), dan wel geen stroom (stippellijn) gaat, bij een druk van 0,24 en 1,13 mm.

[3]) M. J. Druyvesteyn en N. Warmoltz, Physica **4**, 51, 1937.

[4]) Op één andere oorzaak van terugslag willen wij nog wijzen. Indien de kathode van een glimontlading door een, bij voorkeur geleidend, deeltje getroffen wordt, bestaat er een zekere kans, dat de glimontlading plotseling overgaat in een boog; deze boog heeft dan een kathodevlek op de plaats, waar het metaaldeeltje de kathode trof.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

richting zeer belangrijk, daar bij een bepaalde anodetemperatuur de terugslagkans snel stijgt met toenemende waarden van stroom en spanning. Bij lage druk zal de terugslagkans klein worden, daar volgens fig. 3 de glimstroom daalt, terwijl de maximale spanning stijgt bij afnemende druk.

Bij een meerfasige gelijkrichterbuis is de stroom naar een negatieve anode grooter dan de glimstroom, omdat positieve ionen uit de boog, die naar een andere anode gaat, naar de negatieve anode zullen diffundeeren. *Fig. 7* geeft dit verschijnsel voor een tweefasige buis als van fig. 4 aan. De stroom naar de negatieve anode is in afhankelijkheid van de spanning dezer anode aangegeven, waarbij al dan niet een stroom van 1,4 A naar de andere anode gaat.

Constructies van gelijkrichterbuizen [5])

In de praktijk zijn de belangrijkste eischen, aan een gelijkrichterbuis te stellen: een lange levensduur, een goed rendement, (dwz. een lage boogspanning) en een geringe terugslagkans bij de gebruikte spanning en stroomsterkte. Met het oog op de besproken algemeene gezichtspunten komt

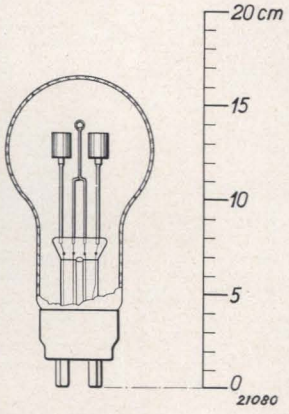


Fig. 8. Tweefasige gelijkrichterbuis (type 367) voor 6 A en 24 V.

men tot verschillende buisconstructies voor diverse doeleinden.

Buizen voor overeenkomstige spanning, doch verschillende stroomsterkte, onderscheiden zich hoofdzakelijk door de dimensioneering der gloeikathode, der anodes en van het buisvolume, het laatste voornamelijk, omdat het buisoppervlak dat zijn temperatuur bepaalt, grooter moet zijn, indien in de buis meer energie wordt ontwikkeld, zooals bij grootere stroomsterkte het geval is.

Buizen voor overeenkomstige stroomsterkte, doch verschillende spanning, verschillen hoofdzakelijk in gasatmosfeer (aard van het gasmengsel en druk) en in de wijze, waarop de electrodes ten opzichte van elkaar beschermd zijn tegen het aangrijpen van ontladingen op niet gewenschte plaatsen en oogenblikken. In verband met dit laatste is bij hooge spanning de ontladingsweg meestal veel langer, behalve bij extreem lage druk (wanneer men zich in het geval van fig. 2 links van het minimum bevindt), waar hij dan juist bij voorkeur zeer kort dient te zijn.

Fig. 8 toont één der eenvoudigste buisconstructies voor twee fasen, 6 A gelijkstroom en 24 V gelijkspanning. De kathode is een gloeispiraal van wolfraam, dat besponnen is met een dunnere tweede draad, die als drager van het bariumoxyde dient. De wigvormige holten houden het oxyde stevig vast. Voor grootere stroomsterkte is de tweede draad zelf weer een spiraal, teneinde de holten te vergrooten („triarlita"-kathode, zie *fig. 9*).

De beide anodes zijn blokjes grafiet, waartusschen een spanning van maximaal 85 V optreedt, terwijl de gasvulling argon is. Bij de gekozen vuldruk is van een glimontlading tusschen beide anodes bij de genoemde spanning nog geen sprake. De ontladingsweg is kort en wijd, zoodat de voorafgaande theoretische beschouwingen over de boog in dit buistype vrijwel zonder wijziging gelden.

Dergelijke buizen worden voor verschillende stroomsterkten tot 60 A gemaakt.

Voor hoogere spanning moeten aan de buizen van bovengenoemd hoofdtype een aantal veranderingen worden aangebracht. De gasdruk wordt in het algemeen lager gekozen, voor zeer hooge spanningen zelfs bijzonder laag, nl. ongeveer 10^{-3} mm Hg. De toevoerpolen, vooral die der anodes, dienen van isoleerende bekleeding te worden voorzien om te voorkomen, dat een niet gewenschte ontlading daar aangrijpt (zie *fig. 10*).

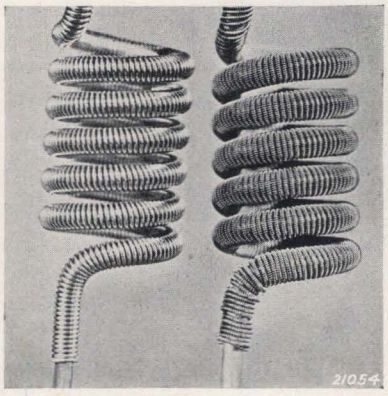


Fig. 9. Enkelvoudig omsponnen kathodelichaam (links) en „triarlita" kathodelichaam (rechts). Aan de onderzijde is de omspinning verwijderd teneinde de kern zichtbaar te maken.

[5]) Zie voor uitvoeriger gegevens: J. G. W. Mulder, Diss. Delft 1934.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

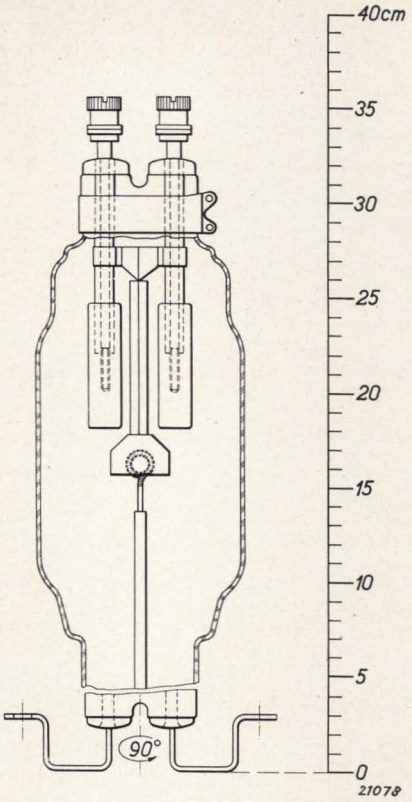


Fig. 10. Tweefasige gelijkrichterbuis (Type 1069 k) voor 60 A en 60 V.

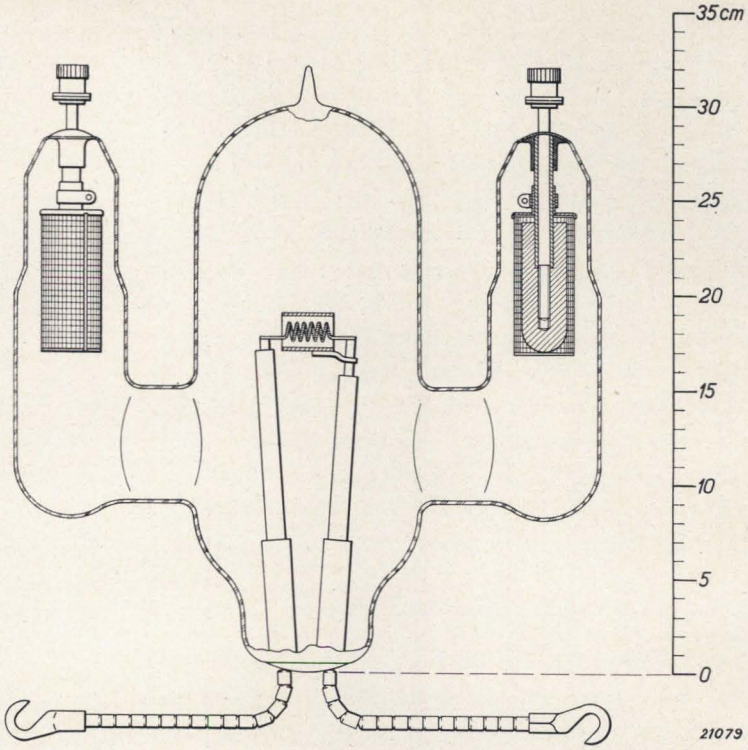


Fig. 11. Tweefasige gelijkrichterbuis (Type 1554) voor 40 A en 250 V

De kathode wordt bij alle buizen voor een spanning hooger dan 40 V in een ruimte opgesteld, die min of meer is afgesloten van de overige ontladingsruimte. Hiervoor dient bijv. een metalen busje of kapje, waarbinnen de kathode geplaatst is (fig. 10). Bij dit type buis, dat bestemd is voor stroomen van 60 A en spanningen tot ca 60 V (Philips laschgelijkrichter) is het kapje van onderen open. Bij buizen voor weer hoogere spanning omsluit het de kathode geheel als coaxiale cylinder (tot ca 110 V). In beide gevallen is de werking tweeërlei: het belet ten eerste, dat deeltjes, die van het kathodeoppervlak kunnen worden weggeslingerd, een anode zouden treffen (wat terugslag kan inleiden) en ten tweede wordt de stroom naar één anode, die ontstaat door diffusie uit de boog naar een andere anode, (zie fig. 7) hierdoor verkleind.

Bij nog hoogere spanningen gaat men een stap verder en plaatst anodes en kathode in geheel van elkaar gescheiden deelen van de buis. *Fig. 11* en *12* geven voorbeelden van zulke buizen. De kathode staat voor beide buizen in het eigenlijke hoofdvat. De anoden van fig. 11 zijn aangebracht in twee zijbuizen, die door nauwe verbindingswegen met het hoofdvat verbonden zijn [7]). In fig. 12 bevindt zich de anode in het bovenste vat, dat door een korte metalen buis met het hoofdvat verbonden is. Deze buis werd reeds eerder in dit tijdschrift (jaarg. 1, blz. 163) afgebeeld en beschreven. Naarmate de uitgevoerde constructies meer afwijken van de schematische buisvorm van fig. 4, zijn de hier gegeven beschouwingen over de ontladingsverschijnselen in mindere mate toepasselijk.

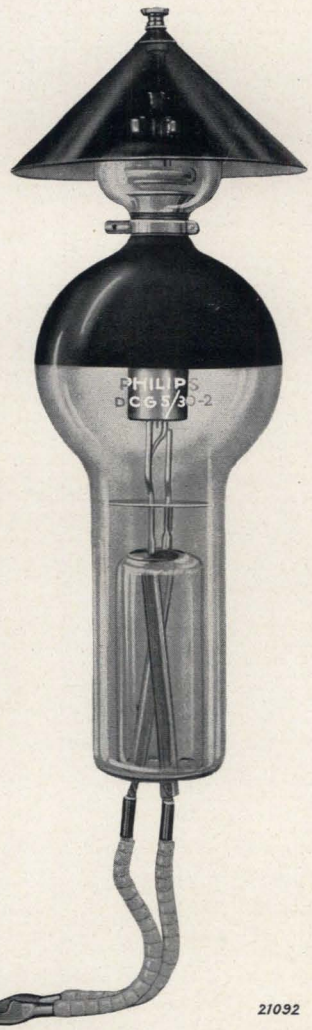


Fig. 12. Foto van de enkelfasige gelijkrichterbuis DCG 5/30 II voor 6 A en 6 kV.

[7]) In de buis van fig. 11 is een deel van het anodeoppervlak tegen een glimontlading in de negatieve phase beschermd. Daar deze glimontlading neiging heeft, zich over het oppervlak uit te breiden (in gebied *EF*, fig. 1) in tegenstelling met de boog in voorwaartsche richting, wordt door een voldoend geisoleerd opgesteld gaas, dat een deel der anode op geringe afstand omgeeft, de glimstroom verkleind, terwijl de boog hierdoor niet verandert en de warmteuitstraling der anode door het gaas nauwelijks verminderd wordt.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!